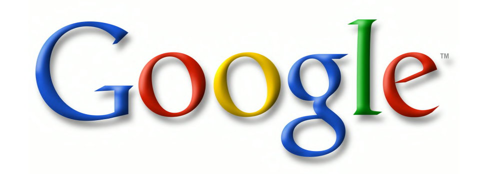
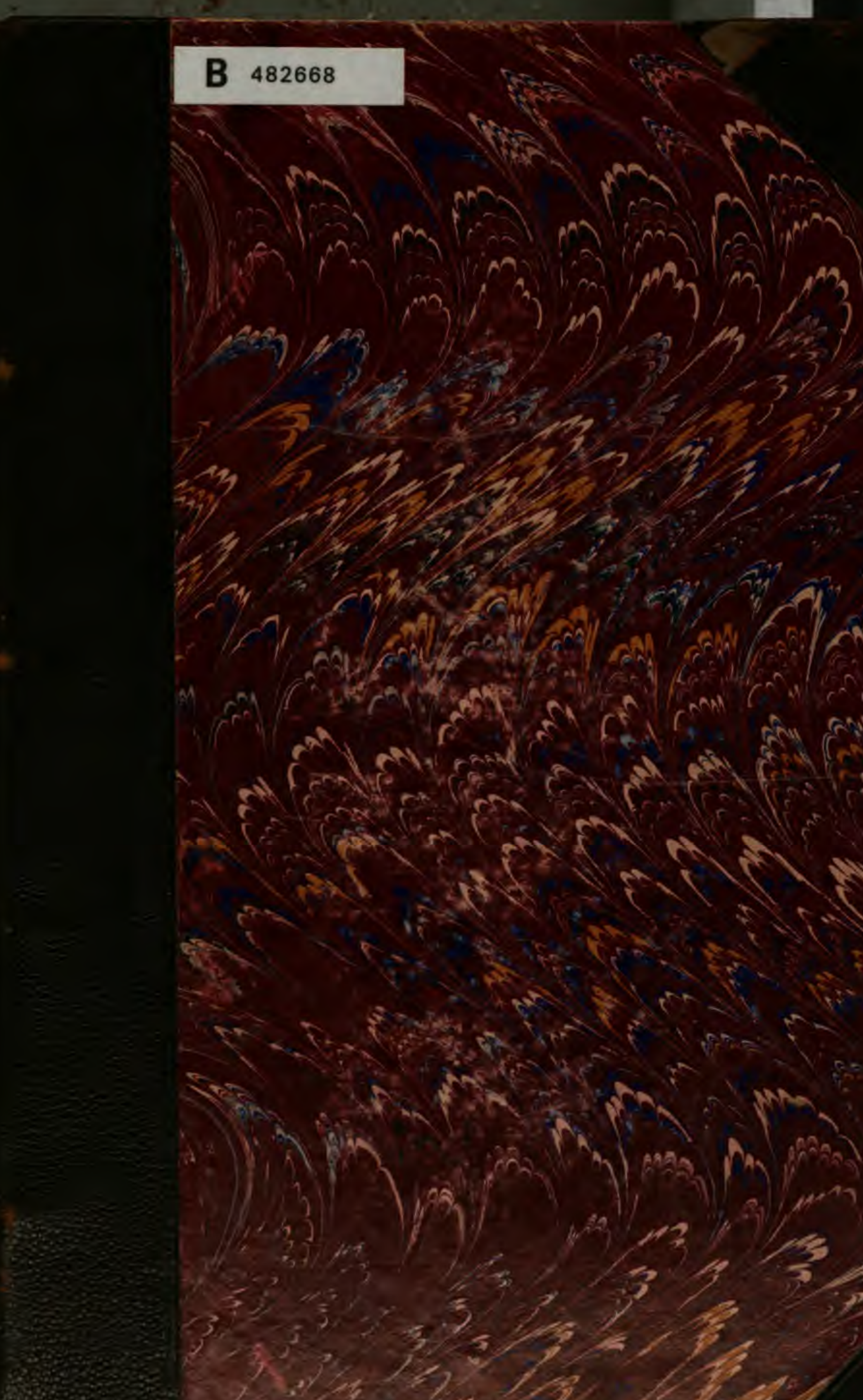
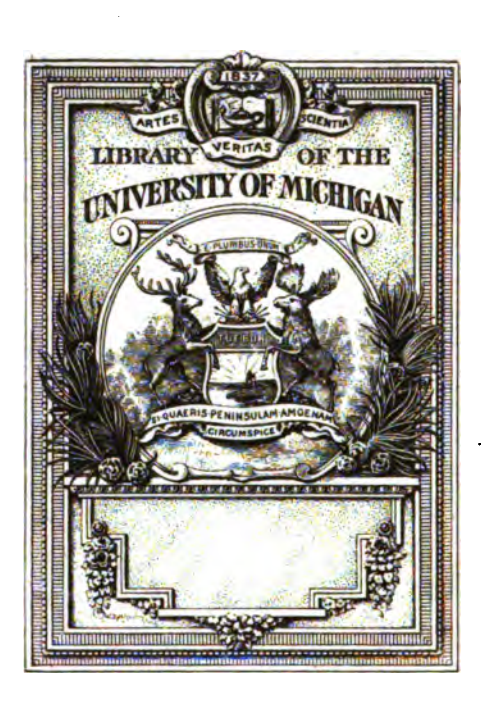



B 482668



1837
ARTES
VERITAS
SCIENTIA
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE




# JOURNAL

# DE PHYSIQUE

## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.

# JOURNAL
# DE PHYSIQUE
## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART,
L. POINCARÉ, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE et G. SAGNAC,
adjoints à la rédaction.

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

---

*QUATRIÈME SÉRIE.*

**TOME III. — ANNÉE 1904.**

---

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD (5e).

1904

# JOURNAL
# DE PHYSIQUE
## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

### RECHERCHES SUR LES RAYONS *n*;

Par M. R. BLONDLOT[1].

I

*Action des rayons n sur les corps incandescents*[2]. — L'action des rayons *n* sur une petite flamme me donna l'idée d'essayer s'ils n'exerceraient pas une action analogue sur un corps incandescent. A cet effet, un fil de platine d'environ 0mm,1 de diamètre et de 15 millimètres de longueur fut porté au rouge sombre par un courant électrique. Sur ce fil, on dirigea un faisceau de rayons *n* émis par un bec Auer à travers des écrans de bois et d'aluminium et concentrés par une lentille de quartz. On observait le fil à travers un verre dépoli fixé au même support que lui, à environ 3 centimètres en avant. En déplaçant le fil, on trouve une série de foyers, comme avec les autres procédés propres à déceler les rayons *n*. Le fil étant placé à l'un de ces foyers, lorsque l'on interpose un écran de plomb, ou simplement la main, sur le trajet des rayons *n*, on voit la tache lumineuse formée sur le verre dépoli diminuer d'éclat; lorsque l'on enlève ces obstacles, la tache reprend son premier éclat. Ces actions ne semblent pas instantanées.

J'ai généralisé les expériences précédentes en employant, au lieu d'un fil chauffé par un courant électrique, une lame de platine de 0mm,1 d'épaisseur, inclinée à 45° sur le plan horizontal, portée partiellement au rouge sombre par une petite flamme de gaz placée

(1) Voir pour le commencement de ces recherches : *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 333, 481, 549, 551; 1903.
(2) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXVII, p. 166; 20 juillet 1903.

par dessous. Un faisceau horizontal de rayons *n* concentrés par une lentille était dirigé sur la face inférieure de la lame, de façon à produire un foyer à l'endroit chauffé ; on observait la tache incandescente sur la face supérieure, sans interposition d'un verre dépoli. Les variations d'éclat sont exactement analogues à celles du fil : en observant, à travers un verre dépoli, l'intensité de l'éclairement produit sur la face inférieure de la lame de platine par l'ensemble de la tache incandescente de la lame et de la flamme, on constate des variations toutes pareilles. On obtient les mêmes résultats si, au lieu de faire tomber les rayons *n* sur la face inférieure de la lame, par conséquent du côté où se trouve la flamme destinée à l'échauffer, on les dirige sur la face supérieure.

Les différents effets produits par les rayons *n* : action sur l'étincelle, sur la flamme, sur la phosphorescence, sur l'incandescence, conduisaient à penser que ces rayons pouvaient agir en échauffant les corps qui leur sont soumis. Pour soumettre cette question à l'expérience, j'installe une pile thermo-électrique de Rubens reliée à un galvanomètre à cuirasse. L'action des rayons *n* sur cet appareil a été absolument nulle, même dans les conditions les plus favorables, bien qu'une bougie placée à 12 mètres de la pile donnât une déviation de $0^{mm},5$ environ de l'échelle ; j'ai opéré tant avec les rayons *n* provenant d'un bec Auer qu'avec ceux du soleil, le 3 juillet dernier, à l'heure de midi : les rayons *n* étaient très intenses, car, en plaçant devant la pile un tube contenant du sulfure de calcium faiblement insolé, son éclat était de beaucoup augmenté et diminuait par l'interposition d'un écran de plomb ou de la main. M. H. Rubens a fait la même constatation, comme il a eu l'obligeance de me l'écrire ; son appareil était beaucoup plus sensible que le mien. J'ai cru néanmoins utile de rechercher directement si le fil de platine incandescent ne s'échaufferait pas sous l'action des rayons *n*. Pour cela, j'ai eu recours à l'étude de sa résistance électrique. Le courant qui parcourt le fil est produit par cinq accumulateurs ; à l'aide de rhéostats très résistants, on règle l'intensité de façon que le fil de platine soit rouge sombre. Ce fil est tendu entre deux pinces massives de laiton A et C, qui sont reliées aux bornes d'un électromètre capillaire ; sur l'un des fils de communication est intercalée une force électromotrice, réglable à volonté, produite par dérivation du circuit d'une pile auxiliaire ; cette force électromotrice est réglée de façon que l'électromètre soit au zéro. Toute

variation de la résistance du fil de platine produit une déviation de l'électromètre. Or les rayons $n$ ayant été dirigés sur le fil, on n'observa aucune déviation au ménisque ; l'interposition d'un écran de plomb ou d'un papier mouillé restait sans aucun effet sur l'électromètre, bien que l'éclat du fil éprouvât les variations accoutumées. Cela vérifie bien que les rayons $n$ n'élèvent pas sa température. Je me suis, du reste, assuré que la méthode était suffisamment sensible par les expériences suivantes : A l'aide d'un rhéostat à fil, un aide faisait varier la résistance du circuit comprenant le fil de platine et les accumulateurs, et, par là, l'intensité du courant, mais pas assez toutefois pour que l'observateur aperçût une variation de l'éclat du fil ; malgré cela, l'électromètre était dévié de trois divisions du micromètre oculaire. Voici encore un autre contrôle : une élévation de 1° de la température du fil changerait sa résistance dans le rapport de $\frac{1,004}{1}$ environ ; la différence entre les potentiels de A et de B changerait dans le même rapport, puisque, la résistance extérieure au fil étant très grande, l'intensité ne change pas ; dans mes expériences, cette variation dévierait l'électromètre de 15 divisions. Comme on ne constatait absolument aucune déviation, et que l'on eût d'ailleurs pu apprécier aisément $\frac{1}{4}$ de division, l'élévation de température était certainement très inférieure à $\frac{1}{15} \times \frac{1}{4} = \frac{1}{60}$ de degré et, par conséquent, tout à fait insuffisante pour produire l'augmentation d'éclat observée. Il est ainsi surabondamment établi que l'augmentation d'éclat produite par les rayons $n$ n'est pas due à une élévation de température.

Dans les expériences sur une lame de platine, qui ont été décrites plus haut, l'augmentation d'éclat se montrait sur les *deux faces* de la lame. Étant donné qu'il n'y a pas d'élévation de température, ce fait semble paradoxal : comme, en effet, les rayons $n$ ne traversent pas le platine, il semblait qu'il ne dût y avoir d'action que sur la face de la lame qui leur est exposée. Pour tout concilier, il fallait supposer que les rayons $n$, qui ne traversent pas le platine froid, traversent le platine incandescent. J'ai alors repris l'appareil destiné à montrer l'action des rayons $n$ sur une petite flamme, puis, derrière la lentille de quartz, j'ai disposé une lame de platine plus grande que la lentille. L'interposition d'un écran de plomb *entre le*

*platine et la source* ne produisait aucun effet sur la petite flamme, ce qui vérifie l'opacité du platine. La lame de platine ayant été ensuite portée au rouge, on constata que l'interposition du plomb diminuait l'éclat de la petite flamme : les rayons *n* issus du bec Auer traversent donc le platine incandescent.

## II

*Généralisation des phénomènes précédemment observés* (1). — Lorsque l'on dirige un faisceau de rayons *n*, soit sur une petite étincelle électrique, soit sur une petite flamme, soit sur une substance phosphorescente préalablement insolée, ou encore sur une lame de platine portée au rouge sombre, on voit la lumière émise par ces différentes sources augmenter d'éclat. Dans ces expériences, on opère sur des sources émettant spontanément de la lumière ; je me suis demandé si l'on ne pourrait pas les généraliser en employant un corps n'émettant pas de lumière par lui-même, mais renvoyant celle qui lui vient d'une source extérieure. J'ai, en conséquence, fait l'expérience suivante : une bande de papier blanc, longue de 15 millimètres et large de 2 millimètres, est fixée verticalement à un support en fil de fer ; l'obscurité étant faite dans la salle, on éclaire faiblement la bande de papier en projetant sur elle latéralement un faisceau de lumière émis par une petite flamme renfermée dans une boîte percée d'une fente verticale.

D'autre part, les rayons *n* sont produits à l'aide du dispositif suivant : un bec Auer muni d'une cheminée en tôle, dans laquelle a été pratiquée une ouverture rectangulaire de 60 millimètres de hauteur et de 25 millimètres de largeur, est enfermé dans une lanterne en tôle percée d'une fenêtre faisant face à l'ouverture de la cheminée et obturée par une feuille d'aluminium. Devant cette fenêtre, on place la petite bande de papier, éclairée comme il a été dit. Si maintenant on intercepte les rayons en interposant une lame de plomb ou la main, on voit le petit rectangle de papier s'assombrir et ses contours perdre leur netteté ; l'éloignement de l'écran fait reparaître l'éclat et la netteté : la lumière diffusée par la bande de papier est donc accrue par l'action des rayons *n*.

---

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXVII, p. 682 ; 2 novembre 1903.

L'idée suivante se présente alors : la diffusion de la lumière est un phénomène complexe dans lequel le fait élémentaire est la réflexion régulière, et, par conséquent, il y a lieu de rechercher si la réflexion de la lumière ne serait pas modifiée par l'action des rayons *n*. A cet effet, une aiguille à tricoter en acier poli fut assujettie verticalement en place de la bande de papier de l'expérience précédente ; d'autre part, dans une boîte complètement close, à l'exception d'une fente verticale pratiquée à la hauteur du bec Auer, et obturée par un papier transparent, une flamme du gaz était disposée de manière à éclairer la fente. En plaçant convenablement l'œil et la fente, on voit l'image de celle-ci formée par la réflexion sur le cylindre d'acier ; la surface réfléchissante reçoit en même temps les rayons *n*. Il fut alors facile de constater que l'action de ces rayons renforce l'image, car, si l'on vient à les intercepter, cette image s'assombrit et devient rougeâtre. J'ai répété cette expérience avec le même succès en employant, au lieu de l'aiguille à tricoter, un miroir plan en bronze.

On obtient encore le même résultat en faisant réfléchir la lumière sur une face polie taillée dans un bloc de quartz ; toutefois, quand les rayons *n* tombent normalement sur la face réfringente, leur action sur la lumière réfléchie disparaît, quelle que soit l'incidence de celle-ci, soit que cette action devienne nulle, soit qu'elle devienne seulement inappréciable. Pour que la lumière réfléchie par le quartz soit renforcée par les rayons *n*, il n'est pas nécessaire que ceux-ci soient dirigés de l'extérieur vers l'intérieur du quartz ; cette action a encore lieu lorsque les rayons *n* traversent la surface réfléchissante de dedans en dehors.

Toutes ces actions des rayons *n* sur la lumière exigent un temps appréciable pour se produire et pour disparaître.

Je n'ai pu, en variant l'expérience d'un grand nombre de manières, constater aucune action des rayons *n* sur la lumière réfractée.

Je ferai ici la remarque générale suivante concernant l'observation des rayons *n*. L'aptitude à saisir de faibles variations d'intensité lumineuse varie beaucoup d'une personne à une autre : certaines personnes voient du premier coup et sans aucune difficulté le renforcement que les rayons *n* produisent dans l'éclat d'une petite source lumineuse ; pour d'autres, ces phénomènes sont presque à la limite de ce qu'elles peuvent distinguer, et ce n'est qu'après un certain temps d'exercice qu'elles parviennent à les saisir couramment et à les observer en toute sûreté. La petitesse de ces effets et

la délicatesse de leur observation ne doivent pas nous arrêter dans une étude qui nous met en possession de radiations restées jusqu'ici inconnues. J'ai constaté récemment que le bec Auer peut être remplacé avantageusement par la lampe Nernst, sans verre, qui donne des rayons *n* plus intenses ; avec une lampe de 200 watts, les phénomènes sont assez forts pour être, à ce que je crois, aisément visibles d'emblée par tous les yeux.

## III

*Emmagasinement des rayons n par certains corps* (1). — J'ai eu l'occasion de constater un fait très remarquable. Des rayons *n*, produits par un bec Auer enfermé dans une lanterne, traversaient d'abord l'une des parois, formée d'une feuille d'aluminium, de cette lanterne, puis étaient concentrés à l'aide d'une lentille de quartz sur du sulfure de calcium phosphorescent (2). Le bec Auer ayant été éteint et enlevé, l'éclat de la phosphorescence demeura, à ma grande surprise, presque aussi intense qu'auparavant, et, si l'on interposait un écran de plomb ou de papier mouillé, ou la main, entre la lanterne et le sulfure, celui-ci s'assombrissait : rien n'était changé par la suppression du bec Auer, sauf que les actions observées s'affaiblissaient progressivement. Au bout de vingt minutes, elles existaient encore, mais étaient à peine sensibles.

En étudiant de près les circonstances du phénomène, je ne tardai pas à reconnaître que la lentille en quartz était devenue elle-même une source de rayons *n* ; lorsque, en effet, on enlevait cette lentille, toute action sur le sulfure disparaissait, tandis que, si on l'approchait, même latéralement, le sulfure devenait plus lumineux. Je pris alors une lame de quartz épaisse de 15 millimètres, sa surface formant un carré de 5 centimètres de côté ; j'exposai cette lame aux rayons *n* émis par un bec Auer à travers deux feuilles d'aluminium et du papier noir. Elle devint active comme la lentille : lorsqu'on l'approchait du sulfure, il semblait, suivant l'expression de M. Bichat, que l'on écartât un voile qui l'assombrissait. On

---

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXVII, p. 724 ; 9 novembre 1903.

(2) Ce sulfure était fortement tassé dans une fente pratiquée dans une feuille de carton épaisse de $0^{mm},8$ ; la largeur de la fente est de $0^{mm},5$ ; sa longueur est de 15 millimètres. On obtient ainsi, après insolation, une petite source lumineuse très sensible aux rayons *n*.

obtint un effet encore plus marqué en interposant la lame de quartz entre la source et le sulfure, tout près de ce dernier.

Dans ces expériences, l'émission secondaire par le quartz s'ajoute aux rayons $n$ émanés directement de la source. Cette émission secondaire a bien son siège dans toute la masse du quartz, et non seulement à sa surface, car, si l'on place successivement plusieurs lames de quartz l'une sur l'autre, on voit l'effet augmenter à chaque lame ajoutée. Le spath d'Islande, le spath fluor, la barytine, le verre, etc., se comportent comme le quartz. Le filament d'une lampe Nernst reste actif pendant plusieurs heures après que la lame a été éteinte.

Une pièce d'or, approchée latéralement du sulfure soumis aux rayons $n$, augmente son éclat; le plomb, le platine, l'argent, le zinc, etc., produisent les mêmes effets. Ces actions persistent après l'extinction des rayons $n$, comme dans le cas du quartz; toutefois la propriété d'émettre des rayons secondaires ne pénètre que lentement dans le sein d'une masse métallique: ainsi, si l'une des faces d'une lame de plomb épaisse de 2 millimètres a été exposée aux rayons $n$ pendant quelques minutes, cette face seule est devenue active; une exposition de plusieurs heures est nécessaire pour que l'activité atteigne la face opposée.

L'aluminium, le bois, le papier sec ou mouillé, la paraffine, ne jouissent pas de la propriété d'emmagasiner les rayons $n$. Le sulfure de calcium la possède : ayant enfermé une dizaine de grammes de ce sulfure dans une enveloppe de lettre, puis ayant exposé cette enveloppe aux rayons $n$, je constatai que son voisinage suffisait pour renforcer la phosphorescence d'une petite masse de sulfure préalablement insolé. Cette propriété explique une particularité constante que j'ai signalée antérieurement, à savoir que l'augmentation de la phosphorescence par l'action des rayons $n$ met un temps appréciable tant pour se produire que pour disparaître. Grâce, en effet, à l'emmagasinement des rayons $n$, les différentes portions d'une masse de sulfure renforcent mutuellement leur phosphorescence ; mais comme, d'une part, l'emmagasinement est progressif, ainsi que je l'ai constaté directement, et comme, d'autre part, la provision emmagasinée ne s'épuise pas instanément, il en résulte que, lorsque l'on fait tomber des rayons $n$ sur du sulfure phosphorescent, leur effet doit croître lentement, et que, lorsqu'on les supprime, leur effet ne peut s'éteindre que progressivement.

Des cailloux ramassés vers quatre heures de l'après-midi, dans une cour où ils avaient reçu les radiations solaires, émettaient spontanément des rayons *n* : il suffisait de les approcher d'une petite masse de sulfure phosphorescent pour en augmenter l'éclat. Des fragments de pierre calcaire, de brique, ramassés dans la même cour, produisaient des actions analogues. L'activité de tous ces corps persistait encore au bout de quatre jours, sans affaiblissement bien sensible. Il est toutefois nécessaire, pour que ces actions se manifestent, que la surface de ces corps soit bien sèche; nous savons, en effet, que la plus mince couche d'eau suffit pour arrêter les rayons *n*. La terre végétale fut trouvée inactive, sans doute à cause de son humidité ; des cailloux pris à quelques centimètres au-dessous de la surface du sol étaient inactifs, même après avoir été séchés.

Les phénomènes d'emmagasinement des rayons *n* qui font l'objet de la présente Note doivent tout naturellement être rapprochés de ceux de la phosphorescence ; ils présentent toutefois un caractère spécial, sur lequel je reviendrai.

(*A suivre.*)

---

## COHÉSION DIÉLECTRIQUE DES GAZ ET TEMPÉRATURE ;

Par M. E. BOUTY [1].

1. Pour étudier la variation de la cohésion diélectrique des gaz avec la température, j'ai tenu à m'écarter le moins possible des conditions où avaient été réalisées mes mesures antérieures. J'ai donc conservé les mêmes dispositions essentielles et observé les mêmes précautions minutieuses [2]. Les seules modifications, imposées par l'emploi des hautes températures, sont les suivantes :

Les supports en verre paraffiné et les cales d'ébonite séparant les plateaux ont été remplacés par des supports en porcelaine ou en

---

(1) Communication faite à la Société française de physique : Séance du 4 décembre 1903. Ce mémoire développe et remplace les notes suivantes aux *C. R. de l'Académie des Sciences* : *Cohésion diélectrique des gaz et température*, t. CXXXVI, p. 1646 ; *Cohésion diélectrique des gaz à basse température*, t. CXXXVII, p. 741 ; 1903.

(2) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 403 ; 1903.

terre de pipe. Des vases poreux de piles neufs, rodés à la meule et ajustés à la longueur convenable; sont d'un excellent usage.

La charge et la décharge du condensateur s'opèrent comme dans les expériences antérieures, à cette différence près que l'étincelle de charge ou de décharge se produit ici en dehors de l'enceinte, entre des tiges en relation métallique avec les plateaux du condensateur et des godets à mercure reliés aux pôles de la pile de charge.

J'ai fait usage de dispositifs permettant de porter le système entier du ballon à gaz, du grand condensateur à plateaux (32 centimètres de diamètre) et de ses supports à une série de températures graduées à volonté de — 100° à + 260°.

2. Les hautes températures sont produites par un courant électrique d'intensité variable circulant dans une résistance métallique placée dans l'enceinte, tout autour du système. Le courant, fourni par le secteur, est gradué à l'aide d'une résistance auxiliaire extérieure.

L'enceinte est protégée contre le refroidissement par plusieurs enveloppes en toile d'amiante.

La température, dans la région centrale, au voisinage immédiat du ballon, est donnée par un thermomètre à mercure, dont le zéro est vérifié de temps en temps.

La paroi du ballon ne pouvant être paraffinée, il est indispensable, avant chaque mesure, de porter l'étuve à au moins 200° et de l'y maintenir pendant dix minutes; on produit ensuite la température désirée, et, quand le thermomètre est bien fixe, on procède à la mesure du champ critique.

On observe les lueurs d'effluve à travers une feuille de mica.

3. Pour produire les basses températures, j'ai eu d'abord recours à une circulation d'acétone refroidi dans un mélange d'acide carbonique solide et d'acétone. L'acétone traversait un serpentin de cuivre extérieur entouré du mélange réfrigérant, puis un serpentin de plomb long et étroit, de 40 centimètres de diamètre, logé dans l'enceinte où il remplaçait la spirale électrique. On faisait varier la température en modifiant la charge sous laquelle passait le courant d'acétone.

Mais, étant donné le grand volume de l'enceinte (environ 100 lit.), il devient difficile d'entretenir le réfrigérant, en produisant, dans le temps voulu, la quantité nécessaire d'acide carbonique, solide. Je n'ai pas, ainsi, dépassé — 30°.

4. J'ai trouvé qu'il est à la fois beaucoup plus rapide et plus éco-

nomique d'avoir recours à l'air liquide, qu'on trouve aujourd'hui dans le commerce à des conditions peu onéreuses. Grâce à l'obligeance de M. Claude, j'ai pu disposer de quantités considérables d'air liquide et étudier le procédé le plus avantageux de réfrigération.

Le serpentin intérieur à l'étuve est formé d'un tube de 2 centimètres de diamètre, percé de trous à la partie supérieure des spires. Il pèse plus de 10 kilogrammes. L'air liquide, fourni par l'usine dans des ballons de 5 litres de capacité, est chassé, par le jeu d'une poire en caoutchouc, à l'intérieur du serpentin, où il repasse à l'état gazeux, se répand dans l'enceinte et s'en échappe par des fissures. Les enveloppes protectrices en toile d'amiante sont renforcées de plusieurs doubles de flanelle épaisse, de manière à réduire le plus possible les pertes dues à la conductibilité et au rayonnement.

Les températures sont lues sur un thermomètre à toluène gradué jusqu'à — 75°, mais permettant encore de repérer des températures jusqu'au voisinage de — 100°.

Quand on commence à envoyer de l'air liquide dans le serpentin, la température du thermomètre baisse d'abord très lentement, puis d'une manière rapide. Si l'on cesse de fournir du liquide, la température baisse encore pendant quelques minutes, puis se fixe à un minimum dont elle s'écarte peu pendant un temps largement suffisant pour la mesure du champ critique.

Après chaque mesure, il est indispensable d'ouvrir l'enceinte et de paraffiner le ballon à + 150° (1).

5. Après avoir mesuré la pression du gaz dans l'appareil, à la température ambiante, on ferme le robinet du ballon, de façon à opérer désormais à volume constant, sur une masse de gaz invariable. On produit ensuite dans l'enceinte la série des températures auxquelles on désire observer.

Voici quelques séries de mesures opérées sur divers gaz à haute et à basse température : $t$ désigne la température centigrade, C le champ critique en volts par centimètre, $\varepsilon$ la différence par rapport à la moyenne.

La distance des plateaux du condensateur était de $6^{cm},5$. On a

---

(1) La feuille de mica à travers laquelle on observe les lueurs se couvre extérieurement d'une couche de givre difficile à enlever, mais dont la présence ne m'a jamais gêné. Je n'ai, en effet, exécuté d'expériences de refroidissement qu'à des pressions relativement élevées, et la première effluve est alors très brillante.

employé trois ballons plats de même épaisseur moyenne (3cm,4 à 5cm,6), l'un de verre, les deux autres de cristal.

AIR.

I. — *Ballon de verre. Pression à 17° : 2cm,216.*

| *t* | C | ε |
|---|---|---|
| — 8°,7 | 1198 | + 5 |
| + 33 ,5 | 1186 | — 7 |
| + 51 ,5 | 1195 | + 2 |

II. — *Ballon de cristal n° 1. Pression à 17° : 3cm,697.*

| *t* | C | ε |
|---|---|---|
| 22° | 1875 | + 13 |
| 23 | 1865 | + 3 |
| 35 ,5 | 1859 | — 3 |
| 48 | 1857 | — 5 |
| 96 | 1858 | — 4 |
| 114 ,5 | 1858 | — 4 |

III. — *Ballon de cristal n° 2. Pression à 17° : 2cm,834.*

| *t* | C | ε |
|---|---|---|
| 26°,5 | 1468 | + 10 |
| 36 ,5 | 1464 | + 8 |
| 74 | 1447 | — 11 |
| 135 | 1474 | + 16 |
| 168 ,5 | 1484 | + 26 |
| 176 ,5 | 1410 | — 48 |

IV. — *Même ballon. Pression à 17° : 4cm,220.*

| *t* | C | ε |
|---|---|---|
| 20°,5 | 2074 | + 2 |
| 20 ,5 | 2071 | — 1 |
| 63 ,5 | 2062 | — 10 |
| 81 | 2088 | + 16 |
| 127 ,5 | 2112 | + 30 |
| 144 ,5 | 2082 | + 10 |
| 164 ,5 | 2050 | — 22 |
| 167 ,5 | 2047 | — 25 |

V. — *Ballon de verre. Pression à 17° : 4cm,076.*

| *t* | C | ε |
|---|---|---|
| + 14°,3 | 1950 | — 2,5 |
| — 38 | 1955 | + 2,5 |
| — 70 | 1953 | + 0,5 |

VI. — *Même ballon. Pression à 17° : 5cm,039.*

| *t* | C | ε |
|---|---|---|
| + 12°,5 | 2376 | — 5,5 |
| — 62 | 2387 | + 5,5 |

HYDROGÈNE.

VII. — *Ballon de cristal n° 2. Pression à 17° : 7cm,103.*

| t | C | ε |
|---|---|---|
| 18°,5 | 1815 | + 6 |
| 18 ,5 | 1802 | — 7 |
| 64 | 1805 | — 4 |
| 117 ,5 | 1821 | + 12 |
| 159 ,5 | 1806 | — 3 |

VIII. — *Ballon de verre. Pression à 17° : 9cm,667.*

| t | C | ε |
|---|---|---|
| + 16°,7 | 2167 | — 13 |
| — 20 | 2175 | — 7 |
| — 38 | 2163 | — 17 |
| — 51 | 2194 | + 14 |
| — 84 (1) | 2195 | + 15 |
| — 95 (1) | 2192 | + 12 |

ACIDE CARBONIQUE.

IX. — *Ballon de cristal n° 2. Pression à 17° : 2cm,736.*

| t | C | ε |
|---|---|---|
| 19° | 1390 | — 1 |
| 50 ,5 | 1395 | + 4 |
| 156 ,5 | 1394 | + 3 |
| 187 ,5 | 1384 | — 7 |

X. — *Ballon de verre. Pression à 17° : 4cm,312.*

| t | C | ε |
|---|---|---|
| + 14° | 1983 | + 1 |
| — 31 | 1981 | — 1 |

XI. — *Même ballon. Pression à 17° : 4cm,588.*

| t | C | ε |
|---|---|---|
| + 12° | 2090 (2) | — 1 |
| — 68 | 2092 (2) | + 1 |

MÉLANGE D'ACIDE CARBONIQUE ET D'HYDROGÈNE, 48 0/0 D'HYDROGÈNE.

XII. — *Ballon de cristal n° 2. Pression à 17° : 2cm,587.*

| t | C | ε |
|---|---|---|
| 33°,5 | 1032 | + 4,5 |
| 134 ,5 | 1023 | — 4,5 |

(1) Températures seulement repérées.
(2) Ce nombre est la moyenne de deux mesures effectuées à des températures voisines.

XIII. — *Même ballon. Pression à 17° : 5cm,537.*

| *t* | C | ε |
|---|---|---|
| 17°,5 | 1880 | + 8 |
| 67 ,5 | 1888 | + 16 |
| 115 ,5 | 1869 | — 3 |
| 141 ,5 | 1884 | + 12 |
| 161 ,5 | 1842 | — 30 |
| 170 ,5 | 1853 | — 19 |
| 187 ,5 | 1892 | + 20 |

XIV. — *Même ballon. Pression à 17° : 6cm,880.*

| *t* | C | ε |
|---|---|---|
| 17°,5 | 2231 | + 5 |
| 170 ,5 | 2221 | — 5 |

MÉLANGE D'OXYGÈNE ET D'HYDROGÈNE, 43,6 0/0 D'HYDROGÈNE.

XV. — *Ballon de cristal n° 2. Pression à 17° : 7cm,649.*

| *t* | C | ε |
|---|---|---|
| 45°,5 | 2379 | — 21 |
| 61 ,5 | 2381 | — 19 |
| 161 ,5 | 2429 | + 29 |
| 187 ,5 | 2412 | + 12 |

6. L'ensemble de ces observations, et particulièrement les mesures relatives à l'air et à l'hydrogène, établissent, sans contestation possible, que le champ critique relatif à une masse de gaz invariable, observée à volume constant et sous une pression initiale de quelques centimètres de mercure, est indépendant de la température, à moins de un centième de sa valeur près, entre — 100° et + 200°, c'est-à-dire dans des limites où la pression de cette masse gazeuse varie dans un rapport égal à 2,7. Cette indépendance ayant lieu pour toutes les pressions auxquelles j'ai opéré, on en conclut, *d'après la définition que j'ai donnée de la cohésion diélectrique, qu'à volume constant cet élément est indépendant de la température* (1).

7. Dans les limites de pression où j'ai opéré, cette conclusion est applicable à l'acide carbonique, tout au moins jusqu'à — 70°. Il convient de remarquer qu'à la pression de 4 centimètres et demi l'acide carbonique peut, même à — 70°, être considéré comme un

(1) Il résulte de cette loi qu'on n'a pas à se préoccuper, pour les mesures, de connaître les températures avec une bien grande précision.

Cependant les températures indiquées doivent être considérées comme exactes, tout au moins à un couple de degrés près, jusqu'aux plus hautes et aux plus basses températures employées.

gaz parfait. On sait, en effet, que les thermomètres à air, à hydrogène et à acide carbonique marchent très sensiblement d'accord jusqu'à ce que chacun des trois gaz ait atteint sa température de liquéfaction, sous la pression à laquelle on l'emploie.

8. D'après les tableaux ci-dessus, la cohésion diélectrique à volume constant se montre indépendante de la température, non seulement pour un gaz pur, mais aussi pour des mélanges gazeux tels que air, mélange d'acide carbonique et d'hydrogène, mélange d'oxygène et d'hydrogène.

A propos de ce dernier mélange, il convient d'insister sur ce fait que l'effluve n'en provoque pas l'explosion, même vers 190°. Elle ne produit pas non plus de vapeur d'eau en quantité appréciable, car, après le passage d'une ou de plusieurs effluves, la pression n'éprouve aucune diminution mesurable, même quand on laisse ensuite la communication établie, pendant des heures, entre le ballon et une éprouvette desséchante à anhydride phosphorique.

9. Il ne serait sans doute pas bien difficile d'étendre la loi de l'invariabilité de la cohésion diélectrique à volume constant à des températures notablement plus basses que celles que j'ai employées. Si l'on se proposait seulement d'obtenir des mesures relatives, on pourrait diminuer beaucoup les dimensions du condensateur et du ballon, par conséquent aussi celles de l'enceinte; introduire l'air liquide dans une enveloppe fermée, entourant le condensateur, et dans laquelle on ferait au besoin le vide. Il me paraît certain que la loi se maintiendrait sans modification, jusqu'au voisinage de la température pour laquelle l'espace occupé par le gaz deviendrait saturé.

10. Si je n'ai rencontré et si je ne prévois aucune difficulté sérieuse dans le cas des basses températures, j'ai au contraire été promptement arrêté dans le sens des températures ascendantes, par la conductibilité qu'acquiert, dès une température assez médiocre, la paroi diélectrique du ballon. L'importance de la loi à établir sera l'excuse des développements un peu longs que cette complication expérimentale va entraîner.

Je faisais, dans le principe, usage d'un ballon de verre, auquel se rapportent quelques-unes des séries de mesures relatées ci-dessus [1], en particulier toutes les mesures à basse température.

---

[1] C'est le ballon auquel se rapportent les nombres définitifs de mon mémoire antérieur (air, hydrogène et acide carbonique), *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 413-416.

**Aux tableaux de nombres déjà indiqués, je joindrai encore les séries suivantes, relatives à l'air et au ballon de verre :**

AIR.

XVI. — *Ballon de verre. Pression rapportée à 17° :* $4^{cm},047$.

| $t$ | C | $\epsilon$ | $r$ Obs. | $r$ Calc. | $r$ Diff. |
|---|---|---|---|---|---|
| 20°,5 | 1982 | — 4 | | | |
| 51 ,5 | 1986 | 0 | | | |
| 81 ,5 | 1988 | + 2 | | | |
| 84 ,5 | 1989 | + 3 | | | |
| 104 ,5 | 2232 | + 246 | 1,124 | 1,143 | + 0,019 |

**Ainsi, jusqu'à 84°,5, le champ critique paraît remarquablement constant : sa valeur moyenne est 1986. Tout à coup, à 104°,5, sa valeur paraît s'être accrue dans un rapport *r* égal à 1,124.**

**La même allure se retrouvant dans tous les tableaux que j'aurais à citer, je me bornerai désormais à indiquer, en chiffres gras, la valeur moyenne du champ critique, dans les limites de température où il demeure constant, en regard des valeurs variables que le champ paraît avoir dès qu'une certaine température est dépassée.**

AIR.

XVII. — *Ballon de verre. Pression rapportée à 17° :* $3^{cm},338$.

| $t$ | C | $\epsilon$ | $r$ Obs. | $r$ Calc. | $r$ Diff. |
|---|---|---|---|---|---|
| **De 16 à 79°,5** | **1650** | | | | |
| 100° | 1784 | + 134 | 1,081 | 1,097 | + 0,016 |
| 126°,5 | 2376 | + 726 | 1,440 | 1,398 | — 0,042 |

**On voit qu'au-delà d'un certain point l'excès du champ critique apparent sur le champ critique moyen, ou le rapport *r*, croît, avec la température, suivant une loi extrêmement rapide. En réunissant les observations qui précèdent, on trouve que, jusqu'à 90°, le champ critique est constant :**

$$\log r = o ;$$

**au dessus de 90°, le rapport *r* peut être représenté par la formule empirique :**

$$\log r = 0{,}0040\,(t - 90°),$$

à l'aide de laquelle ont été déterminés les nombres de l'avant-dernière colonne des tableaux précédents.

Le rapport $r$ croît donc suivant une loi exponentielle, à partir d'une valeur critique de la température qui, pour ce ballon de verre, est de 90°.

**11.** On sait, notamment par les expériences de M. Foussereau [1], que la conductibilité des diélectriques solides, et en particulier celle du verre, croît avec la température suivant une loi exponentielle.

Rappelons que le champ agissant sur le gaz en expérience à l'intérieur du ballon est produit à la faveur d'une étincelle qui jaillit entre des godets à mercure et des tiges métalliques mobiles. Entre l'instant où l'étincelle commence à jaillir et celui où, les tiges affleurant le mercure des godets, le champ atteint sa valeur maximum, il s'écoule un temps fini. Pendant cet intervalle, le verre, devenu conducteur, livre passage à une certaine quantité d'électricité, appelée, par influence, à circuler à travers sa masse.

Les parois du ballon, ainsi électrisées en sens contraire du plateau de condensateur le plus voisin, agissent pour diminuer le champ à l'intérieur du ballon. Pour que le champ efficace final conserve une valeur fixe, il faut donc que le champ extérieur, seul mesuré, croisse dans un certain rapport $r$, conformément à ce que l'expérience a établi. Tant que l'excès de $r$ sur l'unité ne sera pas trop grand, cet excès demeurera sensiblement proportionnel à la conductibilité du verre, et, puisqu'elle croît avec la température suivant une loi extrêmement rapide, il en sera de même de l'excès $r - 1$, ou de $r$.

**12.** Si notre interprétation est exacte, la quantité d'électricité qui circule dans la paroi de verre pendant que le champ s'établit devra être d'autant plus considérable que la période variable de ce champ sera elle-même plus longue. Si donc on introduit dans le circuit de charge une résistance telle que la valeur maximum du champ ne soit atteinte qu'un temps appréciable après que les tiges métalliques ont affleuré les godets à mercure, le rapport $r$ devra augmenter sensiblement.

Dans les mesures précédentes (tableaux XVI et XVII), le circuit des accumulateurs comprenait deux résistances liquides, constituées

---

[1] G. Foussereau, *Résistance électrique du verre aux basses températures* (*J. de Phys.*, 2e série, t. II, p. 254; 1883).

par des tubes capillaires remplis d'eau de source et contenant des électrodes de platine.

Ces résistances diminuent lentement avec le temps; mais même fraîchement construites, elles ne sont pas suffisamment grandes pour empêcher un voltmètre électrostatique de M. Carpentier, intercalé dans le circuit, d'atteindre immédiatement sa position d'équilibre définitive. En supprimant l'une de ces résistances, je n'ai pas observé de variation bien sensible du rapport $r$. Mais, en substituant dans l'une d'elles de l'eau distillée à l'eau de rivière, après lavage du tube plusieurs fois répété à l'eau distillée, le rapport $r$ a beaucoup augmenté.

AIR.

XVIII. — *Ballon de verre. Pression à 17° : 2,216.*

Champ moyen à la température ordinaire **1190**,

$t = 191°,5$.

| | | | |
|---|---|---|---|
| Résistance en eau de rivière...... | Champ : | 2060 | $r = 1,731$ |
| — en eau distillée........ | | $> 2493$ | $> 2,095$ |

13. L'introduction d'un condensateur de très grande capacité, placé en dehors de l'étuve, en dérivation sur le condensateur chauffé, doit produire un effet analogue à celui d'un accroissement de résistance du circuit de charge.

Je me suis procuré un condensateur à lame d'air d'une capacité un peu supérieure à 3 millièmes de microfarad, formé d'une série de lames de verre de large surface, étamées sur leurs faces en regard et distantes de $1^{cm},5$.

On a constaté un effet appréciable de l'introduction de ce condensateur. La pression du gaz ramenée à 17° était la même que dans l'expérience précédente.

XIX. — $t = 143°$.

| | C | $r$ |
|---|---|---|
| Sans condensateur..... | 1544 | 1,298 |
| Avec condensateur..... | 1657 | 1,302 |

14. Mais on peut donner une preuve, meilleure encore, de l'exactitude de notre interprétation. On sait [1] que le cristal conduit beaucoup moins bien que le verre. M. Chabaud m'a fourni deux

[1] Notamment par les expériences de M. Foussereau, *loc. cit.*

ballons plats, aussi semblables que possible à mon ballon de verre, formés de cristal de deux provenances. Je les ai désignés précédemment sous les nos 1 et 2 (1). Le cristal du ballon 2 est très dur et difficilement fusible. Il m'avait été signalé par M. Chabaud pour ses qualités exceptionnelles d'isolement.

Si le défaut de constance du champ critique à haute température est bien dû à la conductibilité de la matière du ballon, l'influence de celle-ci doit commencer à se manifester pour une température d'autant plus haute que l'enveloppe est moins conductrice.

Voici le résultat d'expériences à température élevée, réalisées avec le ballon de cristal 1 :

AIR.

XX. — *Ballon de cristal n° 1. Pression réduite à 17° : 2cm,228.*

| $t$ | C | $r$ Obs. | $r$ Calc. | Diff. |
|---|---|---|---|---|
| 23°,5 | 1219 | | | |
| 140 ,5 | 1321 | 1,085 | 1,059 | — 0,024 |
| 161 ,5 | 1518 | 1,245 | 1,242 | — 0,003 |
| 178 ,5 | 1780 | 1,460 | 1,413 | — 0,047 |
| 198 ,5 | 1995 | 1,636 | 1,645 | + 0,009 |

Les valeurs de $r$ à haute température sont représentées par la formule :

$$\log r = 0{,}0033\,(t - 133),$$

de même forme que celle qui convient au ballon de verre ; mais la température à partir de laquelle $r$ commence à croître est 133° au lieu de 90°.

Voici maintenant des expériences relatives au ballon de cristal n° 2, et à divers gaz ou mélanges gazeux. Le tableau IV, p. 15, se complète de la manière suivante :

AIR.

IV *bis*. — *Ballon de cristal n° 2. Pression à 17° : 4cm,220.*

| $t$ | C | $r$ Obs. | $r$ Calc. | Diff. |
|---|---|---|---|---|
| De 20°,5 à 167°,5 moyenne | 2072 | | | |
| 195 ,5 | 2106 | 1,016 | 1,026 | + 0,010 |
| 206 ,5 (2) | 2200 | 1,061 | 1,033 | — 0,008 |
| 255 ,5 | 2339 | 1,129 | 1,149 | + 0,020 |

Le tableau VII, relatif à l'hydrogène, se complète ainsi :

(1) Densité du cristal n° 1, D = 2, 912 ; n° 2, D = 3,030.

(2) Moyenne de deux observations à des températures voisines.

HYDROGÈNE.

VII *bis.* — *Ballon de cristal n° 2. Pression à 17 :* 7cm,103.

| $t$ | | C | $r$ Obs. | $r$ Calc. | $r$ Diff. |
|---|---|---|---|---|---|
| **De 18°,5 à 159°,5** | **moyenne** | **1309** | | | |
| 194 ,5 | | 1856 | 1,026 | 1,023 | — 0,003 |
| 222 ,5 | | 1982 | 1,095 | 1,105 | + 0,010 |
| 258 ,5 | | 2363 | 1,306 | 1,251 | — 0,075 |

Le tableau suivant est relatif à l'acide carbonique :

ACIDE CARBONIQUE.

XXI. — *Ballon de cristal n° 2. Pression à 17° :* 3cm,871.

| $t$ | | C | $r$ Obs. | $r$ Calc. | $r$ Diff. |
|---|---|---|---|---|---|
| **De 18° à 176°** | **moyenne** | **1797** | | | |
| 258 ,5 | | 2074 | 1,154 | 1,157 | + 0,03 |

Enfin le tableau XIII est complété par les nombres suivants :

MÉLANGE D'ACIDE CARBONIQUE ET D'HYDROGÈNE.

XIII *bis.* — *Ballon de cristal n° 2. Pression à 17° :* 5cm,537.

| $t$ | | C | $r$ Obs. | $r$ Calc. | $r$ Diff. |
|---|---|---|---|---|---|
| **De 17°,5 à 187°,5** | **moyenne** | **1872** | | | |
| 191° | | 1897 | 1,013 | 1,006 | — 0,011 |
| 208°,5 | | 2005 | 1,071 | 1,060 | — 0,111 |

L'ensemble de tous les nombres à haute température est représenté, *indépendamment de la nature du gaz contenu dans l'appareil*, par la formule

$$\log r = 0{,}0013\,(t - 189°),$$

au moyen de laquelle a été calculée l'avant-dernière colonne.

Rapprochons les trois formules empiriques :

| | |
|---|---|
| Ballon de verre............. | $\log r = 0{,}004\,(t - 90°)$ |
| — cristal n° 1........ | $\log r = 0{,}0033\,(t - 133°)$ |
| — cristal n° 2........ | $\log r = 0{,}0019\,(t - 189°)$ |

on voit que, conformément aux prévisions, les températures pour lesquelles on commence à constater un écart sensible entre le champ critique apparent et le champ critique à basse température

sont, en allant de l'enveloppe la plus conductrice à la plus isolante, 90°, 133° et 189°. Ce résultat est indépendant de la nature du gaz sur lequel on opère.

On doit noter la petitesse relative du coefficient numérique 0,0013, qui détermine les valeurs de log $r$ pour le ballon de cristal n° 2. Les variations du champ critique apparent non seulement ne commencent à se produire qu'à une température beaucoup plus haute que pour les deux autres ballons, mais, pour un même écart à partir de la température critique, l'accroissement de ce champ apparent est encore beaucoup moins rapide.

15. Nous pouvons maintenant conclure d'une manière certaine que *seule la conductibilité de l'enveloppe s'oppose à ce que le champ critique apparent mesuré à haute température se confonde avec le champ critique à la température ordinaire.*

On pourrait pallier l'effet de la conductibilité de l'enveloppe en supprimant complètement les résistances liquides (destinées à protéger l'opérateur contre le danger des courts-circuits) et en employant, pour charger le condensateur, un dispositif mécanique à grande vitesse [1], de façon à abréger beaucoup la durée de charge. Le résultat ne paraît pas douteux. La loi de l'invariabilité du champ critique et, par conséquent, de la cohésion diélectrique à volume constant, avec la température serait étendue à des températures plus hautes. Elle n'est sans doute limitée que par la conductibilité que le gaz lui-même finit par acquérir au-dessus de la température du rouge.

16. La loi de l'invariabilité de la cohésion diélectrique à volume constant, vérifiée par les expériences qui précèdent entre — 100° et + 200° et rendue très probable dans des limites beaucoup plus étendues dans les deux sens, me paraît d'une importance physique d'autant plus grande que le nombre des phénomènes physiques indépendants de la température est jusqu'ici plus restreint. Parmi les propriétés des gaz à volume constant, je ne vois guère à signaler que le pouvoir réfringent.

On sait que la mesure des températures par le déplacement des franges d'interférence a permis de constater l'exactitude de la for-

---

[1] Tel que le pendule interrupteur d'Helmholtz, ou le pendule de torsion que j'ai employé autrefois (*Ann. de Ch. et de Phys.*, 6e série, t. XXIV, p. 400; et t. XXVII, p. 64; 1891-1892).

mule :

$$\frac{n-1}{d} = C^{te},$$

et, par suite, l'invariabilité de l'indice $n$, à densité ou à volume constant, jusqu'à des températures très élevées.

17. Notons en passant que, de même que la mesure de l'indice d'un gaz à pression constante peut être employée utilement à la détermination de la tempétraure (méthode du déplacement des franges d'interférence), on pourrait aussi mesurer les températures par des déterminations de champ critique à pression constante. Une telle méthode serait actuellement d'un emploi pénible, mais non d'une précision dérisoire. Entre — 100° et + 200° *les températures seraient déterminées au moins à 2 ou 3° près*, et il n'est nullement prouvé que des déterminations de ce genre ne puissent, dans certains cas particuliers, rendre des services précieux.

18. Les déductions sur lesquelles est fondée la formule théorique

$$K = n^2$$

conduisent à penser que la constante diélectrique K à volume constant est indépendante de la température, au même titre que l'indice $n$.

Il convient toutefois de remarquer qu'on ne possède encore aucune mesure de constante diélectrique des gaz à haute ou à basse température.

La cohésion diélectrique d'un gaz mesure la résistance opposée, dans un champ électrique, à la rupture de l'équilibre diélectrique. Cette résistance, comme la constante diélectrique dont elle limite le domaine, est indépendante de la température quand le volume est maintenu constant.

19. On considère l'invariabilité de l'indice et de la constante diélectrique comme une preuve que les propriétés correspondantes dépendent seulement de la constitution de la molécule, laquelle conserve son individualité, caractérisée par tout un ensemble de propriétés chimiques et par l'invariabilité de la densité à volume constant, dans un intervalle de température considérable.

La cohésion diélectrique mesure donc une propriété moléculaire liée à l'invariabilité de la structure ou, si on le préfère, du *dynamisme interne* de la molécule.

20. Nous n'avons jusqu'ici fait appel à aucune théorie. Dans la

théorie des ions, on propose d'expliquer les phénomènes de la décharge disruptive par l'ionisation des molécules neutres sous l'effet des chocs d'ions préexistants. La décharge se produirait lorsque le champ devient capable de communiquer aux ions positifs, moins mobiles que les négatifs, une vitesse suffisante pour que ces ions puissent, à leur tour, ioniser les molécules neutres qu'ils rencontrent.

Dans les expériences à volume constant, le chemin moyen des molécules et, par conséquent aussi des ions, est indépendant de la température. Si la masse mécanique et électrique de l'ion positif demeure invariable, il en sera de même de la vitesse que cet ion acquiert, dans un champ électrostatique donné, le long d'un trajet égal au chemin moyen. L'invariabilité de la cohésion diélectrique à volume constant avec la température signifierait donc que la vitesse ou que la force vive que doit posséder un ion positif pour ioniser une molécule neutre est indépendante de la température. La stabilité de la molécule chimique, au point de vue spécial de l'ionisation, ne dépendrait que de la constitution de cette molécule et de l'ion positif correspondant; elle subsisterait sans variation aussi longtemps que la molécule chimique elle-même.

21. Tout ce qui précède se rapporte exclusivement au cas de pressions supérieures à quelques millimètres de mercure.

On sait qu'à basse pression la différence de potentiel critique est la somme de deux termes dont l'un se rapporte à la cohésion diélectrique, tandis que l'autre, indépendant de l'épaisseur de la masse gazeuse libre, dépend essentiellement de la couche gazeuse adhérente à la paroi et devient largement prépondérant aux très basses pressions (1). L'élévation de température détruit partiellement la couche adhérente; elle doit donc modifier la différence de potentiel critique dans le même sens que l'abaissement de la pression, lequel détruit aussi partiellement la couche adhérente; en d'autres termes, l'élévation de température doit, comme un abaissement de la pression, augmenter la différence de potentiel critique et le champ critique (quotient de cette différence de potentiel par l'épaisseur). C'est ce que l'expérience a vérifié.

Je ne signalerai que les expériences suivantes, réalisées avec le ballon de cristal n° 2.

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 401; 1903.

HYDROGÈNE.

XXII. — *Pression à* 17° : 0cm,03612.

| t | C | r | |
|---|---|---|---|
| 31°,5 | 143 | » | |
| 182 | 188 | 1,315 | (1,000) |

XXIII. — *Pression à* 17° : 0,00865.

| t | C | r | |
|---|---|---|---|
| 19°,5 | 729 | » | |
| 195 ,5 | 895 | 1,227 | (1,014) |

ACIDE CARBONIQUE.

XXIV. — *Pression à* 17° : 0,00369.

| t | C | r | |
|---|---|---|---|
| 18° | 138,5 | » | |
| 190 | 167 | 1,206 | (1,003) |

XXV. — *Pression à* 17° : 0,00267.

| t | C | r | |
|---|---|---|---|
| 30°,5 | 273 | » | |
| 190 ,5 | 380,5 | 1,393 | (1,004) |

Les nombres entre parenthèses indiquent la valeur du rapport *r* pour la même température et pour les hautes pressions. Dans les limites des expériences, ce dernier rapport ne différerait pas de l'unité de quantités appréciables, tandis que le rapport *r* observé est compris entre 1,2 et 1,4.

Je n'ai pas jugé à propos de pousser plus loin ces expériences à basse pression, dont l'objet propre ne pourrait être que de nous renseigner sur les lois de formation ou de destruction de la couche gazeuse adhérente à la paroi.

22. J'aurais voulu poursuivre ici la comparaison établie dans mon précédent mémoire, entre la décharge disruptive et l'effluve, pour manifester l'effet propre des électrodes. Malheureusement on ne possède que des renseignements très incomplets sur la variation du potentiel explosif avec la température.

On sait, il est vrai, depuis longtemps, que l'élévation de température favorise la production de l'étincelle, et Harris [1] avait admis que la diminution du potentiel de décharge provient uniquement de la diminution de densité de l'air, ce qui revient à dire qu'à densité

[1] D'après le mémoire de M. Baille, cité ci-dessous.

constante, le potentiel explosif serait indépendant de la température. C'est la loi même que j'ai établie pour l'effluve. Mais M. Baille[1], opérant avec de l'air sous la pression atmosphérique, avec des distances explosives de $0^{mm},5$ à $2^{mm},5$ et à des températures de 20°, 50° et 75°, a cru pouvoir affirmer que l'hypothèse de Harris était insuffisante. La variation du potentiel explosif avec la température serait à peu près en raison inverse du carré du binôme de dilatation $1 + \alpha t$, et non simplement de la première puissance de ce binôme.

M. Baille déclare d'ailleurs que le dispositif employé par lui se prêtait peu à la production et au maintien de températures constantes, pendant un temps assez long et dans toute la masse de gaz enfermée dans l'appareil. Il peut en résulter des erreurs d'autant plus grandes que la température est plus élevée.

Il est donc impossible, sans nouvelles expériences, de décider dans quelle mesure le désaccord entre la loi de M. Baille et la mienne doit être attribuée à l'influence des électrodes ou à la cause d'erreur signalée par M. Baille lui-même.

16 novembre 1903.

---

## SUR LA SÉPARATION DES RAIES SPECTRALES TRÈS VOISINES A PROPOS D'UN TRAVAIL RÉCENT DE MM. LUMMER ET GEHRKE;

Par MM. A. PEROT et Ch. FABRY.

L'étude de la *constitution* des raies spectrales est importante au point de vue de la spectroscopie pure, capitale à celui des applications métrologiques des vibrations lumineuses. Il est évident qu'à ce dernier point de vue l'étude attentive de la constitution des radiations doit précéder leur emploi comme étalon métrologique. C'est du reste ce qu'avait admirablement compris M. Michelson, qui, pour fixer la radiation choisie comme étalon métrologique, s'est livré à une étude, aussi approfondie que le lui permettaient les moyens à sa disposition, des diverses sources dont l'emploi était possible.

Actuellement, à la suite d'une dizaine d'années de travaux, plusieurs moyens se présentent pour effectuer ces études de spectro-

(1) B. Baille, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 5e série, t. XXIX, p. 187-189; 1883.

scopie. Ce sont : la méthode interférentielle de M. Michelson, celle de M. Hamy, celle que nous avons imaginée et qui est basée sur l'emploi des lames argentées, le spectroscope à échelons de M. Michelson. Les résultats donnés par des méthodes aussi diverses sont parfaitement concordants, dans les limites de puissance de chacune d'elles. C'est ainsi que la méthode interférentielle de M. Michelson laisse indéterminée, jusqu'à un certain point, la position de certaines composantes, tandis que notre méthode les détermine complètement. Le spectroscope à échelons est incontestablement moins puissant ; il montre toutes les composantes qu'il doit montrer, ainsi que cela résulte d'un travail de M. Zeeman, qui s'est servi comme *test*, pour étudier un spectroscope à échelons, de la raie verte du mercure, dont nous lui avions indiqué la constitution détaillée [1]. Enfin, toutes les fois que l'une des composantes indiquées par l'une de ces puissantes méthodes est suffisamment écartée des autres, elle est observable au moyen des spectroscopes à réseaux (raie verte du thallium).

Il ne saurait donc subsister le moindre doute sur l'existence des radiations découvertes par ces méthodes, et il est prudent de n'accueillir qu'avec réserve les travaux qui bouleversent les résultats acquis.

C'est précisément le cas d'un travail récent de MM. Lummer et Gehrke [2]. Leur appareil spectroscopique, d'une rare ingéniosité, est basé, comme le nôtre, sur l'emploi des franges de lames isotropes à pouvoir réflecteur élevé, ce qui introduit non pas deux ondes, comme dans les interférences ordinaires, mais un très grand nombre d'ondes dont les intensités ne diminuent que lentement, et dont les différences de phase sont en progression arithmétique. Tout cela était déjà connu, mais ce qui est nouveau, c'est le procédé employé pour avoir ce pouvoir réflecteur élevé : les auteurs utilisent des lames de verre sous des incidences voisines de l'incidence limite, ce qui permet, théoriquement, d'avoir un pouvoir réflecteur aussi élevé que l'on veut, sans autre absorption que celle du verre. Nous renverrons, pour la description détaillée de l'appareil, au mémoire original ou à

---

(1) P. ZEEMAN, *Some observations on the resolving power of the Michelson echelon spectroscope* (*Astrophysical Journal*), t. XV, p. 218 ; 1902.

(2) O. LUMMER und L. GEHRKE, *Ueber die Anwendung der Interferenzen an planparallelen Platten zur Analyse feinster Spektrallinien* (*Drude's Annalen*, t. X, p. 457 ; 1903). Analysé dans *Journal de Physique*, juillet 1903.

l'analyse publiée par ce journal, et nous nous bornerons à discuter quelques-uns des résultats obtenus.

*Raie verte du mercure.* — Les auteurs trouvent cette raie très complexe, ce qui est conforme aux résultats connus. Mais, si l'on descend aux détails de cette complexité, on trouve qu'il n'y a pas la moindre ressemblance entre les résultats de MM. Lummer et Gehrke et ceux des autres observateurs. D'après la figure de leur mémoire (*fig.* 9, p. 473), il y aurait au moins trois composantes d'éclats comparables, et l'on conçoit que les auteurs puissent dire que, dans cet ensemble, on a de la peine à reconnaître quelle est la *raie principale* et quels sont les *satellites.* Or tous les travaux antérieurs indiquaient une prédominance nettement marquée d'une composante principale.

L'échelle du dessin n'étant pas indiquée, aucune comparaison numérique n'est possible avec les résultats connus. On peut cependant conclure de certaines données que l'intervalle des composantes extrêmes est considérable : d'après les auteurs, le pouvoir séparateur de leur plus puissant appareil atteint $\frac{1}{400.000}$, c'est-à-dire que l'on pourrait tout juste séparer deux radiations dont la différence de longueurs d'onde serait $\frac{1}{400.000}$ de l'une d'elles. Or il est visible sur le dessin que la distance des raies extrêmes est au moins 20 fois celle de deux raies voisines nettement séparées. Il en résulterait (si ce mode d'évaluation est correct) que la distance des deux composantes extrêmes serait au plus de $\frac{1}{20.000}$ $\left(\frac{1}{20}\right.$ de la distance des raies D). Le moindre réseau les montrerait séparées, d'autant plus que ces deux composantes sont les plus brillantes.

On peut conclure que la constitution trouvée pour cette raie est absolument différente de ce que l'on connaît.

*Raie rouge du cadmium.* — Cette raie a acquis une importance capitale depuis les travaux de M. Michelson et de tous ceux, de plus en plus nombreux, qui se sont occupés de métrologie interférentielle. Tous les observateurs s'accordent à la considérer comme *simple.*

MM. Lummer et Gehrke la trouvent complexe ; ils ne donnent aucun dessin, mais ils semblent dire que la distance des satellites atteint $\frac{1}{100.000}$. Ces satellites étant, d'après eux, fort brillants,

ils en concluent, non sans raison, que la longueur d'onde de cette raie n'a aucun sens précis. Aucune autre raie examinée par eux ne serait simple. Si cette conclusion était admise, il faudrait renoncer complètement à tout emploi des méthodes métrologiques interférentielles. Il faudrait admettre que des observateurs, comme MM. Michelson, Benoit, Hamy, Chappuis, Macé de Lépinay, etc., ont travaillé pendant des années sur des longueurs d'onde, sans s'apercevoir qu'ils se servaient d'une unité variable, ou, pour mieux dire, dépourvue de toute signification !

En présence de résultats aussi différents de ceux des autres observateurs, on peut se demander si quelque imperfection d'appareil n'est pas venue fausser les résultats de MM. Lummer et Gehrke. Il faut remarquer que la construction de leur appareil doit être extrêmement difficile ; la lame de verre qui produit les interférences doit être à faces rigoureusement planes et parallèles, la matière en être parfaitement homogène et dépourvue de biréfringence. Aucun réglage n'est possible, contrairement à ce qui a lieu dans notre appareil, où les résultats se contrôlent chaque fois que l'on fait varier la différence de marche et qu'on refait le réglage. Les lames de verre employées par MM. Lummer et Gehrke ont 5 et 10 millimètres d'épaisseur, et plus de 10 centimètres de diamètre. Elles sont, disent les auteurs, d'épaisseur constante à moins de $\frac{\lambda}{4}$ près. Cette approximation est-elle suffisante ? Quelle est la courbure des faces et quelle en est l'influence ? Les imperfections des lames doivent précisément faire apparaître des satellites qui n'existent pas ; les diverses ondes interférentes présentent alors des différences de marche qui ne sont pas en progression arithmétique, et il doit se produire des phénomènes analogues à ceux que Jamin a observés autrefois, et que M. Macé de Lépinay a récemment étudiés [1]. Si l'on compare les figures données par MM. Lummer et Gehrke pour les diverses raies du mercure, on est frappé de la ressemblance de constitution qu'elles attribuent à ces diverses raies, analogie que n'indiquent nullement les résultats des autres observateurs, et qui s'expliquerait naturellement si ces apparences étaient dues surtout aux imperfections de l'appareil. Si l'hypothèse que l'on vient d'indi-

---

(1) Macé de Lépinay, *Sur les franges des lames minces au voisinage de la réflexion totale* (*J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 491 ; 1902).

quer était exacte, les composantes que voient MM. Lummer et Gehrke, et que l'on ne retrouve pas par les autres méthodes, seraient analogues aux *fausses images* (que les Américains appellent des *ghost*), données par certains réseaux et dues, elles aussi, à des variations dans la différence de marche de deux ondes consécutives.

Dans tous les cas, la divergence entre les résultats de MM. Lummer et Gehrke et ceux des autres observateurs ne peut pas s'expliquer par une supériorité de leur appareil, qui leur permettrait de voir ce qui échapperait avec les autres méthodes; d'après les nombres cités par les auteurs, il est certain que leur appareil est moins puissant que la méthode des franges argentées; on devrait, avec cette méthode, voir avec la plus grande facilité les satellites annoncés.

Des objections analogues sont applicables à un travail des mêmes auteurs (1), dans lequel ils essayent de montrer qu'avec la lumière de la raie verte de l'arc au mercure on peut obtenir des interférences entre des ondes présentant des différences de marche de plus de 2 millions de longueurs d'onde. En réalité, de pareilles interférences n'ont pas été directement observées par les auteurs, mais leur possibilité a été déduite d'une expérience que le moindre défaut de construction devait profondément troubler. En employant la même radiation, produite par un tube de Michelson, dans les meilleures conditions possibles, nous avons trouvé comme limite 790.000 longueurs d'onde (2). L'arc au mercure (d'un emploi d'ailleurs si commode) est bien inférieur au tube de Michelson sous le rapport de la finesse des raies.

---

## PYROMÈTRE A ABSORPTION;

Par M. Ch. FÉRY.

I. On a plusieurs fois proposé d'évaluer la température d'un corps incandescent au moyen d'une mesure photométrique portant sur une des radiations élémentaires qu'il émet :

(1) O. Lummer und E. Gehrke, *Ueber die Interferenz des Lichtes bei mehr als zwei millionem Wellenlangen Gangunterschied* (*Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, IV, n° 14).

(2) Ch. Fabry et A. Perot, *Sur les sources de lumière monochromatiques* (*J. de phys.*, 3e série, t. IX, p. 369; 1900).

C'est Ed. Becquerel qui, vers 1864, semble avoir indiqué cette méthode pour la première fois; il avait même remarqué que les radiations rouges doivent être employées de préférence, parce qu'elles permettent de commencer les mesures à plus basse température, étant émises les premières.

M. Le Châtelier, reprenant l'idée de Becquerel, emploie un dispositif très simple permettant d'effectuer la comparaison photométrique entre les radiations d'un four et celles d'une petite lampe étalon. Ce dispositif avait d'ailleurs été antérieurement combiné par Cornu, sous le nom de microphotomètre, pour mesurer l'éclat intrinsèque des flammes.

Il semble bien établi aujourd'hui que la loi de variation d'une radiation élémentaire, fournie par un corps noir, est une exponentielle de la forme :

$$(1) \qquad I = Ae^{-\frac{B}{T}},$$

dans laquelle T est la température absolue, A et B sont des constantes renfermant la longueur d'onde de la radiation choisie.

L'équation (1) n'est en effet autre chose que la formule de Wien; et celle de Planck ne diffère de la précédente que pour de très grandes longueurs d'onde, inutilisables dans la méthode qui nous intéresse.

II. La loi de l'absorption étant elle-même exponentielle, il m'a semblé qu'il y aurait intérêt à remplacer la lentille à œil de chat, qui permet d'amener l'égalité des éclats dans l'appareil précédent, par un prisme de verre absorbant, analogue à celui qui sert dans le photomètre à coin employé en astronomie.

Soit $x$, l'épaisseur du prisme au point traversé par les rayons du four, on a :

$$(2) \qquad I = ie^{Kx},$$

K étant la constante du verre absorbant pour la radiation employée, laquelle est déterminée par un verre rouge fixé à l'oculaire.

Des équations (1) et (2), on tire :

$$\frac{A}{i} e^{-\frac{B}{T}} = e^{Kx},$$

d'où :

$$Kx = \log \frac{A}{i} - \frac{B}{T} = M - \frac{B}{T},$$

en posant $\log \frac{A}{i}$, qui est constant, égal à M.

L'épaisseur $x$ de la matière absorbante interposée devant le foyer dont on veut prendre la température, en amenant l'intensité I à être égale à celle de la lampe étalon $i$, varie donc *en raison inverse de la température absolue* T du corps radiant supposé noir. Il est à remarquer que les mesures portent sur l'*éclat* et non sur l'intensité totale; elles sont donc indépendantes des dimensions du corps rayonnant.

III. *Description de l'appareil.* — La *fig.* 1 est une coupe du pyromètre; la *fig.* 3 donne une vue d'ensemble de l'appareil tel qu'il a été exécuté par M. Pellin.

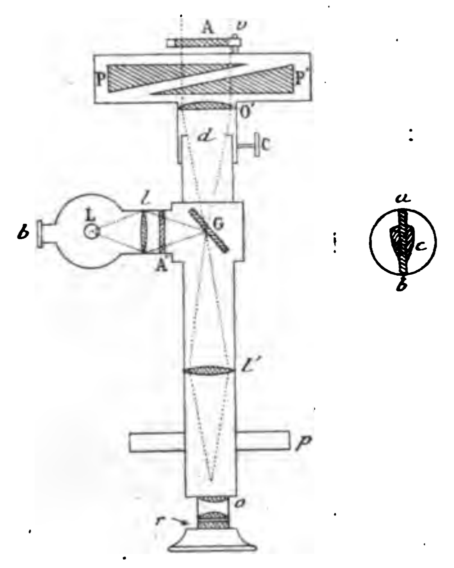



Fig. 1 et 2.

Les rayons venant du four traversent d'abord un verre absorbant A à faces parallèles (*fig.* 1), qu'on peut écarter du champ en le faisant pivoter en $v$; ils rencontrent ensuite les deux prismes P et P', mobiles en sens contraire au moyen d'un pignon visible sur la *fig.* 3; l'ensemble de ces deux prismes réalise ainsi une lame à faces parallèles d'épaisseur variable.

Le faisceau est ensuite admis par l'objectif O' (*fig.* 1), puis, après avoir ainsi été rendu convergent, il rencontre le diaphragme $d$, qui le limite à une ouverture angulaire *indépendante* de la distance O'G, et par conséquent *de la distance du four*, laquelle détermine le tirage de la lunette.

La glace G est à faces parallèles; elle porte en son milieu une bande d'argenture *ab* (*fig.* 2), qui réfléchit vers l'oculaire les rayons issus de la lampe L. La bande lumineuse d'éclat constant ainsi obtenue, et qui coupe diamétralement le champ, sert de terme de comparaison. La *fig.* 2 donne l'aspect du champ de l'appareil pointé sur un creuset.

Les rayons venant de la lampe L (*fig.* 1) traversent d'abord la lentille *l*, un verre absorbant A', identique à A, et l'image fournie ainsi vient se faire sur la surface de la glace G. En réalité, aux images *ab* et *c* de la *fig.* 2 vient s'ajouter la quantité constante de lumière réfléchie sur la première face de la glace (argentée au dos comme les miroirs ordinaires); mais ceci ne modifie nullement la position de l'équilibre photométrique, comme il est facile de le comprendre.

Il est même avantageux de voir, au besoin, l'image complète de la flamme de la lampe pour s'assurer que la bande argentée passe bien par son axe.

On fera ce réglage en enlevant le verre rouge *r* de l'oculaire; le centrage de la flamme de la lampe dans le champ s'obtient en faisant tourner cette lampe autour de son axe vertical, qui est excentré dans son support.

Le réglage de l'anneau oculaire se fait dans cet appareil comme dans le microphotomètre et dans le pyromètre optique de M. Le Châtelier. En déplaçant une loupe derrière l'oculaire, on aperçoit deux petits disques : l'un est l'image de l'objectif *o'*, et l'autre celle de *l*. Ces deux disques peuvent être amenés à coïncider, en déplaçant la vis *v* (*fig.* 3) qui commande la glace argentée. Pour que les images des deux disques soient simultanément au point, il suffit que les distances des lentilles O' et *l* à la glace G soient égales. Remarquons, en passant, que l'image des anneaux oculaires reste de dimensions constantes pendant les mesures, contrairement à ce qui a lieu dans les appareils à œil de chat, où l'image d'un des objectifs est un carré de dimensions variables avec l'ouverture du diaphragme.

Observons que l'image du corps visé est redressée par la lentille *l'*, fonctionnant comme l'oculaire des lunettes terrestres, ce qui peut être avantageux quand on veut mesurer la température d'un corps mobile, et ce qui a en outre l'avantage d'allonger l'appareil et de permettre de l'équilibrer par le plateau *p*, servant à la fois de contrepoids et d'écran destiné à protéger l'œil de l'observateur des rayonnements étrangers.

Une vis de pression V (visible sur la *fig.* 3) permet de fixer la position de l'appareil, qui peut être incliné autour d'un axe horizontal ; enfin la vis *v* sert au réglage de la glace argentée.

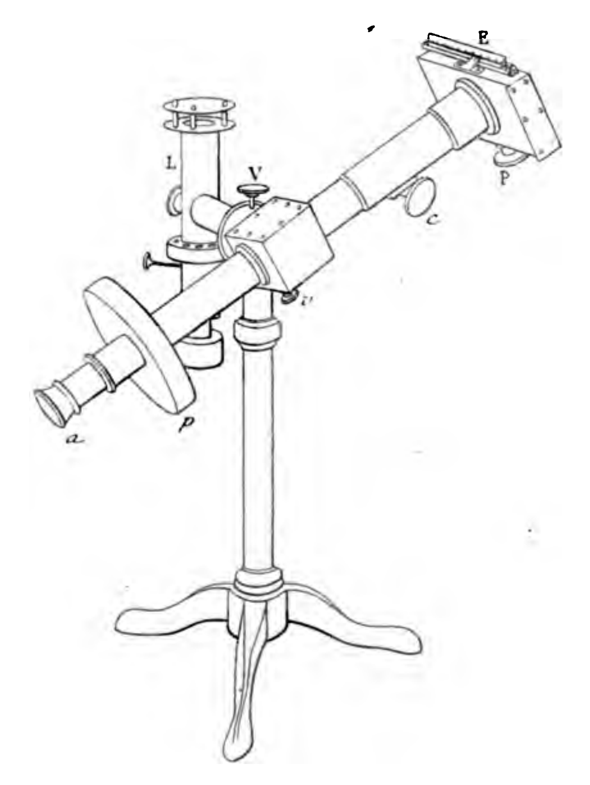



Fig. 3.

IV. *Graduation et emplois de l'appareil.* — Je me suis d'abord assuré que, si on porte en abscisses les déplacements lus sur l'échelle E (*fig.* 3) et en ordonnées les inverses des températures absolues du corps radiant, on obtient une droite ; ce que l'expérience vérifie.

Si, pour une certaine température, on peut obtenir l'équilibre avec ou sans le verre absorbant A supplémentaire (*fig.* 1), condition qui exige seulement que l'épaisseur de ce verre A soit inférieure à la somme des épaisseurs des prismes P et P′, les deux points obtenus appartiennent à *deux droites parallèles ;* le coefficient

de proportionnalité des prismes n'est, en effet, pas changé par l'interposition de A ; il ne dépend que de l'angle de ces prismes.

La même remarque s'applique au verre de la lampe A' ; son introduction revient à *diminuer* d'une épaisseur uniforme les prismes P et P' ; on obtiendrait, en graduant l'appareil avec ce verre, une troisième droite parallèle aux deux autres. Il est à remarquer que les trois droites de graduation ainsi obtenues sont non seulement parallèles mais équidistantes.

L'étendue des températures qu'on peut ainsi explorer, par la manœuvre de ces deux verres, est énorme, bien que la sensibilité de l'appareil soit très acceptable. Dans le modèle construit, on peut aller de 1.100 à 3.800° par la seule manœuvre du pignon P et sans avoir à changer les verres supplémentaires. L'expérience montre, en employant comme source étalonnée un four électrique chauffé par une lame de platine, que les plus grosses erreurs, entre 1.000 et 1.500°, n'atteignent pas 10°, représentés par un déplacement de 1 millimètre environ de l'échelle.

Les droites représentant les inverses des températures absolues en fonction des déplacements des prismes peuvent être facilement tracées et extrapolées. Elles rectifient les points d'expérience et permettent de construire la véritable courbe d'étalonnage de l'instrument, en portant cette fois en ordonnées *les températures vulgaires* et non les inverses des températures absolues; la courbe, de forme hyperbolique, ainsi obtenue, permet facilement de relever la température correspondant à chaque point de l'échelle.

C'est au moyen de cet appareil que j'ai pu mesurer la température du cratère de l'arc électrique (1); il se prête, avec une très grande commodité, à une foule de mesures scientifiques ou industrielles, et en particulier quand le corps radiant est trop petit (fil de lampe à incandescence par exemple) pour être mesuré par la *lunette pyrométrique* (2), basée sur la mesure du rayonnement calorifique.

Ce dernier appareil doit cependant être employé de préférence quand on le peut, car il est sensible à de plus basses températures, et la mesure fournie par une aiguille qui se déplace sur un cadran ne dépend d'aucune appréciation personnelle.

30 octobre 1903.

(1) C. R., 26 mai 1902. *Sur la température de l'arc électrique.*
(2) C. R., 28 avril 1902. *La loi de Stefan et la mesure des hautes températures.*

## NOUVELLES MACHINES PNEUMATIQUES A MERCURE (1);

Par M. Fortunato FLORIO.

Je viens d'expérimenter de nouvelles machines pneumatiques (2) à mercure, qui m'ont des résultats si satisfaisants que je considère ces machines comme supérieures, à tous les points de vue, à celles de Geissler, de Sprengel, de Bessel-Hagen, de Guglielmo, etc., dont je me suis servi très souvent: elles sont en effet plus rapides que toutes les autres, elles sont d'un seul morceau en verre, elles n'ont pas de robinets, on les fait fonctionner par de très faciles mouvements de rotation, qui, pour quelques-unes, peuvent être uniformes et d'un seul sens (on peut les faire marcher par un moteur); en outre, dans mes machines, le mercure, qui sert de piston, ne vient jamais en contact avec l'air extérieur, de sorte qu'il peut rester sec et propre; des quantités même minimes d'air ne peuvent pas rentrer dans les récipients où l'on fait le vide ni être transportées par le mercure lorsque les raréfactions sont très poussées. C'est pour cela que j'ai pu aisément obtenir des raréfactions extrêmes, qui se sont maintenues presque indéfiniment.

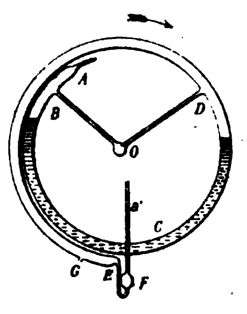



Fig. 1.

*Machine* A. — Imaginons un tube en verre ABCDE (*fig.* 1), dont l'axe soit dans le plan du dessin, ayant la forme d'une spirale de centre O et de 60 centimètres de rayon de courbure maximum; imaginons aussi un tube en verre, que j'appellerai $a$, rectiligne, de 2 cen-

(1) Résumé par l'auteur d'un mémoire publié dans le *Nuovo Cimento*, avril 1903.
(2) L'auteur désire exploiter le brevet de ses machines.

timètres de diamètre et de 120 centimètres de longueur, disposé de telle façon que son axe passe par *o* et soit normal au plan du dessin, qui le coupe à 40 centimètres de son extrémité antérieure : ce tube est représenté par un petit cercle de centre O. Deux tubes en verre établissent la communication entre l'extrémité antérieure de *a* et ABCDE en B et en D ; la partie BCD doit être un peu plus longue qu'un demi-tour de la spirale : ABCDE se termine en A par un petit tube fermé, et en E par un autre tube de $1^{mm},5$ de diamètre intérieur (avec un petit renflement F), dont on aurait la véritable position, en faisant tourner le dessin de 90° autour de E et au-dessous du plan de la figure.

Le tube *a'*, dont le diamètre intérieur est 1 millimètre, va jusqu'à l'extrémité antérieure de *a*, et il se prolonge ensuite parallèlement à *a* jusqu'à l'extrémité postérieure de celui-ci.

Supposons ce système placé de manière que l'axe de *a* soit incliné de 45° sur l'horizon, les extrémités postérieures de *a* et de *a'* étant en bas, et imaginons qu'il puisse tourner autour de cet axe ; supposons en outre que les extrémités inférieures de *a* et de *a'* soient plongées dans du mercure contenu dans une cuvette, dont le fond est traversé par un petit tube, provenant du récipient à vider, allant, intérieurement à *a*, jusqu'à l'extrémité supérieure de celui-ci, et aboutissant dans le fond concave d'un petit récipient contenant de l'anhydride phosphorique. Par un petit tube G on a introduit en ABCDE du mercure jusqu'à en remplir un peu plus qu'un demi-tour de spirale ; on place alors la machine dans la position qu'on a dessinée, et l'on ferme G avec une goutte de cire d'Espagne. On fait alors tourner ABCDE dans le sens de la flèche : une partie de l'air en DGE sera expulsée par *a'*, tandis qu'une raréfaction aura lieu en *a* et dans le récipient où l'on veut faire le vide; lorsqu'on en aura ainsi expulsé 1/3 de l'air, on tournera en sens inverse : il arrivera un instant où l'air qui provient du petit tube en D, en traversant le mercure, ira en DGE ; pendant cette seconde rotation, on aura en *a* une petite augmentation de pression.

Quand tout le mercure sera au-delà de D, tournons dans le premier sens : on aura une nouvelle expulsion d'air et une nouvelle raréfaction. Ensuite on doit tourner en sens opposé jusqu'à porter tout le mercure au-delà de D, et ainsi de suite. Les expulsions d'air, que l'on obtiendra en tournant dans le sens de la flèche, doivent être telles que, pendant les rotations opposées successives, l'air pro-

venant du petit tube en D ne traverse pas des colonnes de mercure excessivement longues.

Quand la raréfaction est suffisamment avancée, on peut pousser le mercure jusqu'à occuper F : le fonctionnement de la machine est alors beaucoup plus rapide que celui des autres machines à mercure, car on n'a pas à ouvrir ou fermer des robinets, on doit seulement accomplir de faciles mouvements de rotation; le mercure en ABCDE peut acquérir des vitesses notables, et enfin, lorsque la pression en $a$ est inférieure au millimètre, on peut commencer les rotations inverses immédiatement après que les petites bulles de DGE sont arrivées en F, il est suffisant d'expulser de temps en temps l'air qu'on a recueilli en F. Les dimensions de F et des petits tubes environnants sont telles que F, après s'être rempli dans une rotation, ne se vide pas complètement pour l'expansion de l'air de $a'$ pendant la rotation successive.

Pour faire rentrer l'air dans la machine, il suffit de tourner ABCDE jusqu'à ce que tout le mercure soit dans la partie BCD, et de chauffer après la cire d'Espagne qui ferme l'ouverture d'un petit tube pareil à G, soudé à $a$ et en relation avec son extrémité supérieure.

Pour mesurer le degré de raréfaction atteinte, il faut faire tourner la machine dans le second sens, de manière à comprimer l'air dans le petit tube en $a$, lire sur ce tube le volume réduit, et enfin déterminer la pression correspondante, donnée par la dénivellation de mercure en ABCDE; j'ai pu vérifier ainsi que j'atteignais facilement des raréfactions extrêmes.

Il est bon d'observer que, lorsque la pression en $a$ sera inférieure à une trentaine de centimètres, notre machine pourra fonctionner par un mouvement de rotation ayant toujours lieu dans le sens de la flèche; pour chaque tour, on aurait dans ABCDE une chute de mercure et une expulsion d'air. Il sera convenable, lorsqu'on voudra la faire fonctionner de cette manière, de donner à DGE au moins la longueur d'une spire.

La machine que je viens de décrire a son tube à spirale de dimensions encombrantes; pour d'autres usages j'ai pu la modifier, et par exemple j'ai construit les types suivants, qui m'ont donné des résultats très satisfaisants.

*Machine* B. — Imaginons que le rayon de courbure maximum de ABCDE soit réduit à 40 centimètres, et que la partie DGE se soit déformée régulièrement, comme si ses particules avaient subi vers le

bas dans le sens de $a$, des déplacements allant régulièrement en croissant de D à E jusqu'à un maximum de 40 centimètres en E, dans l'intérieur de ABCDE, ainsi modifié, on pourra avoir les mêmes dénivellations de mercure que celles que l'on obtenait dans la machine A, de manière que la nouvelle machine pourra fonctionner comme l'autre ; mais elle aura des dimensions plus commodes.

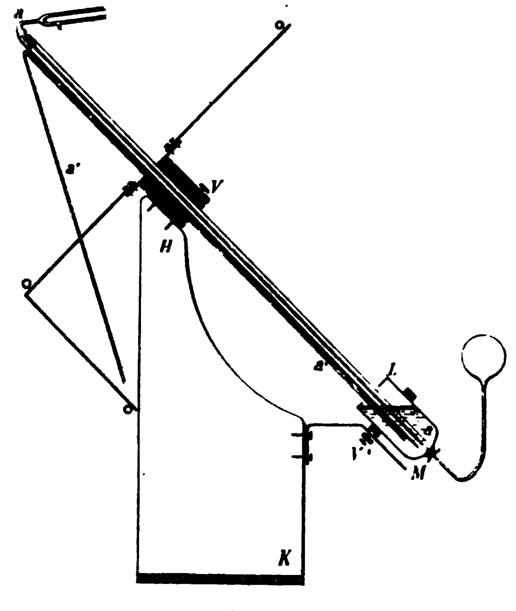



FIG. 2.

Dans la *fig.* 2, j'ai représenté une section longitudinale d'un modèle que j'ai expérimenté ; HK représente le pied de l'appareil auquel est fixé en H une longue paire de coussinets, qui portent une vis de pression V afin de pouvoir rendre immobile un cylindre creux, qui tourne dans leur intérieur. Ce dernier cylindre porte, fixé intérieurement, le tube que j'ai appelé $a$ ; il porte aussi, soudé transversalement, un disque métallique épais et présente un trou longitudinal par lequel passe le tube que j'ai appelé $a'$. A ce disque sont fixés, dans le sens de ses rayons, et régulièrement, quatre bras en fer, chacun de 40 centimètres de longueur ; un d'eux, O, que j'appellerai le 1[er], se prolonge de 40 centimètres vers le bas parallèlement à $a$,

un des bras suivants que j'appellerai le 2$^{me}$, se prolonge également de 20 centimètres. Le tube à spirale est fixé aux extrémités des prolongements de bras. Enfin LM représente la cuvette, fixée au pied de la machine, et traversée par le tube, qui va du récipient où l'on veut faire le vide au sommet intérieur de *a*, et qui aboutit dans le fond concave d'un petit flacon en verre contenant de l'anhydride phosphorique. Enfin, au pied de la machine est fixée une tige qui soutient le récipient à raréfier.

J'ai trouvé que pour cette machine il est préférable de donner à la partie adjacente à E la forme que j'ai dessinée dans la *fig.* 3.

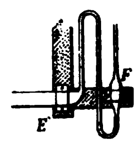



Fig. 3.

*Machine* C. — Si l'on suppose que dans la première machine le petit tube en B est supprimé, que l'extrémité A est mise en communication avec un récipient, dans lequel la pression est toujours d'une demi-atmosphère et que le rayon de courbure maximum du tube à spirale est réduit de moitié, quand on viendra à faire tourner la machine dans le sens de la flèche, l'air pourra être comprimé en DGE à plus de 1 atmosphère et expulsé, tandis que, si l'on fait tourner dans le sens opposé, le mercure pourra passer *au-delà* de D, sans tomber en GE : on aurait ainsi une autre machine pneumatique d'un usage très commode.

J'ai décrit dans le *Nuovo Cimento* la manière dont j'ai réalisé cette machine, et les expériences que j'ai faites avec elle ; je ne m'occuperai pas ici.

*Machine composée* D. — En cherchant à établir une machine capable de faire les vides les plus poussés qu'il soit possible d'obtenir avec une rapidité égale à celle avec laquelle on obtient des vides médiocres à l'aide des machines à piston, j'ai construit un modèle, que je vais décrire, et qui m'a donné des résultats vraiment excellents.

Ce modèle est formé par deux parties superposées : la première, à l'intérieur de laquelle ne peuvent pas rentrer les plus petites traces

**d'air, sert à obtenir les raréfactions jusqu'à quelques centimètres, tandis que la seconde sert à pousser le vide jusqu'aux limites extrêmes.**

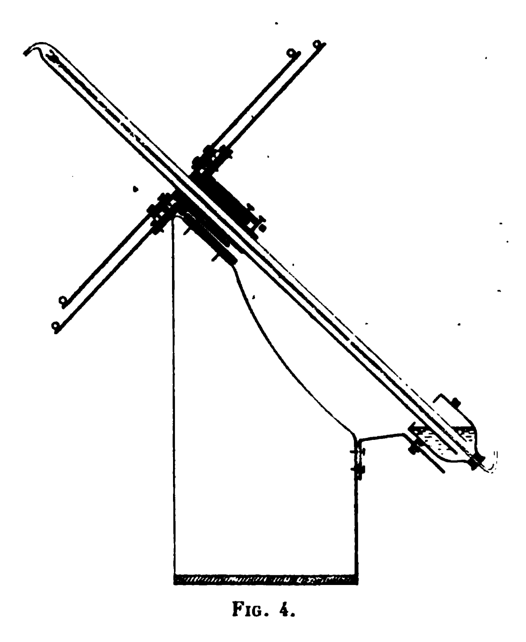


Fig. 4.

**Dans la *fig.* 4, j'ai représenté une section longitudinale de cette machine; dans la *fig.* 5, j'en ai représenté les parties en verre, vues**

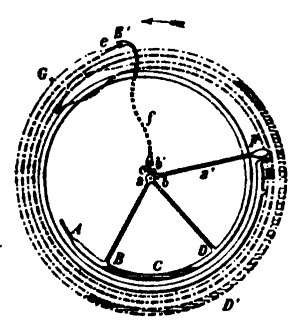



Fig. 5.

**dans la direction de l'axe de rotation, incliné de 45° sur l'horizon. On voit qu'il y a deux systèmes métalliques pareils à celui qui est mobile dans le modèle de la *fig.* 2; mais ici les prolongements des bras**

n'existent plus; le cylindre creux d'un système peut tourner dans l'intérieur de l'autre, et celui-ci dans les coussinets, qui portent deux vis de pression, afin de pouvoir rendre immobile l'un des deux systèmes indépendamment de l'autre.

Au premier système, dont les bras radiaux ont 35 centimètres à peu près de longueur, est fixé un système de tubes, représenté par les lignes continues de la *fig.* 5, tout à fait pareil à celui de la machine A; seulement le point d'attaque D est déplacé vers B de manière que la partie BD ait environ 40 centimètres; en outre le tube qui va de E à F est beaucoup plus court, et le mercure est en telle quantité en ABCDE qu'il peut y déterminer des dénivellations maxima de 5 centimètres.

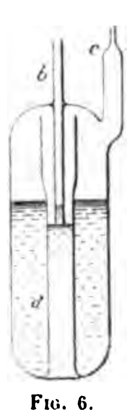


Fig. 6.

A l'autre système métallique mobile est fixé un tube à spirale avec un ballon, représenté par les lignes pointillées de la même figure; il porte dans son prolongement un petit tube *e* de 20 centimètres de longueur. Imaginons maintenant un tube en verre *b* (*fig.* 6), représenté avec les autres parties en grandeur naturelle, qui, après avoir traversé une ampoule, va aboutir à l'intérieur d'un tube *d*, fixé au fond de cette ampoule; *d* est percé par un trou en bas. Si, après avoir disposé ce petit appareil verticalement, on verse dans son intérieur du mercure jusqu'au niveau représenté, on trouve que le liquide prend la disposition que j'ai dessinée. On voit alors que l'air peut bien aller de *b* en *c* sans traverser du mercure, tandis que l'on peut toujours empêcher l'air d'aller de *c* en *b*: il en est ainsi lorsque l'appareil est incliné de 45° sur l'horizon.

En relation avec l'extrémité inférieure de *a* et parallèlement à celui-ci se trouvent deux appareils semblables et de dimensions un peu plus grandes que celles que j'ai dessinées dans la *fig*. 6 : j'appelle *b*, *c*, *b'*, *c'* leurs petits tubes ; le tube *b* est l'extrémité inférieure de *a'*; les tubes *b'* et *c* se prolongent parallèlement à *a'*, toujours à côté de celui-ci, jusqu'à l'extrémité supérieure de *a*, où ils se soudent entre eux ; *c'* est long de quelques centimètres, et il est ouvert. Dans la *fig*. 5, ces tubes sont représentés par les petits cercles qu'on y voit. Enfin un tube en caoutchouc *f*, dont le diamètre intérieur est de 2 millimètres à peu près, met en communication *e* avec un autre tube soudé à *c* en haut et de manière que l'air extérieur ne puisse pas entrer dans la machine même en quantité minime; ce tube ne doit pas s'écraser lorsqu'on fait le vide dans son intérieur.

Cela posé, supposons que la partie, représentée dans la *fig*. 5 par des lignes continues, soit maintenue immobile dans la position que j'ai dessinée, tandis que l'autre, représentée en pointillés, soit libre ; supposons aussi que, en maintenant *a* et le ballon (qui est de dimensions convenables) en communication avec l'extérieur, on ait porté le mercure de cette dernière partie tout près du ballon, et qu'ensuite on ait fermé toutes les communications avec l'extérieur ; si l'on fait tourner la partie mobile dans le sens de la flèche, de l'air traversera le tube en caoutchouc, ira en *b'* et en *c*, et sera expulsé par *b* et *c'*. Lorsque le mercure sera arrivé en *e*, supposons que l'on fasse tourner d'un demi-tour dans le sens opposé : on aura une raréfaction en *e* et dans les tubes contigus, et, par conséquent, de l'air provenant de *a'*, *b* et *c* ira dans leur intérieur. Tournons ensuite de nouveau dans le premier sens : on aura une nouvelle expulsion d'air, puis on aura une nouvelle aspiration dans la rotation suivante et ainsi de suite ; en continuant, on aura en *a* et dans le récipient où l'on veut faire le vide une raréfaction croissante, que l'on peut pousser jusqu'à quelques centimètres. Supposons que, lorsqu'il ne sera plus possible d'expulser ainsi de l'air, on vienne à fixer le système mobile dans la position pour laquelle le mercure sera tout près du ballon, et que l'on rende libre l'autre système : on peut manœuvrer celui-ci de la même manière que la machine A et avoir, par conséquent, en *a* et dans le récipient à vider des raréfactions qu'on peut pouser jusqu'aux limites extrêmes. Il pourrait arriver que la pression de l'air dans la partie fixe devînt telle que, pendant les rotations inverses de la partie mobile, le mercure fût repoussé complètement en E ; on empê-

chera aisément ce petit accident, en faisant une expulsion d'air avec le premier sytème ; d'ailleurs, cet accident ne se produira que bien rarement.

Il est à remarquer qu'il ne faut repousser le mercure que jusqu'en $e$ seulement, quand la raréfaction en $a$ est arrivée à quelques centimètres, et que l'air qu'on veut expulser ne doit pas traverser du mercure ; par conséquent, on peut faire fonctionner rapidement la première partie de la machine. Dans la deuxième partie, on a une masse de mercure qui n'est pas bien grande, et, excepté lorsque le mercure est tout près de E, on peut, par conséquent, lui imprimer de bonnes vitesses. C'est pour cela que notre machine peut être employée dans tous les cas où l'on a l'habitude de faire usage des machines à piston, en même temps qu'elle peut servir à obtenir les raréfactions extrêmes avec beaucoup plus de rapidité que par les machines à mercure communément utilisées jusqu'ici.

*Expériences.* — Je rapporte ici quelques-unes des expériences faites avec le modèle de la machine B, décrit plus haut.

Après avoir successivement lavé les tubes de cet machine avec l'acide nitrique, l'eau, la potasse caustique, l'eau, l'alcool et enfin l'eau distillée, et les avoir séchés avec un courant prolongé d'air, obtenu par aspiration à l'extrémité de $a'$, j'introduisis dans le tube à spirale le volume nécessaire de mercure distillé ; ensuite j'introduisis en $a$ le petit récipient avec de l'anhydride phosphorique et le tube de la cuvette. Après avoir fixé celle-ci dans la position convenable, et après l'avoir remplie de mercure, je soudai le tube de la cuvette à un tube de Crookes, fixé au pied de la machine, et je commençai à faire le vide.

Je pus ainsi observer toutes les variations de décharges connues, et, à un certain moment, je vis apparaître au fluoroscope une luminosité qui allait en croissant de plus en plus jusqu'à un maximum, et qui s'affaiblissait ensuite d'une manière sensible. Je poussai la raréfaction jusqu'à ce que les petites bulles d'air que j'expulsai, devinssent, malgré qu'elles fussent à la pression de quelques centimètres, presque invisibles en entrant en F.

En déterminant, de la manière que j'ai décrite, le degré de raréfaction atteint, je trouvai que, lorsque l'air de la partie située en A était réduit à $\frac{1}{30.000}$ de son volume, la pression était de 4 millimètres environ. *L'air dans le tube de Crookes était, par conséquent, à peu*

*près à la pression de :*

$$\frac{1 \times 4}{30.000 \times 760} = \frac{1}{5.700.000} \text{ d'atmosphère.}$$

*Cette pression se conserva presque invariable pendant plusieurs jours.*

Après avoir fixé au bras opposé à celui qui soutient F un poids convenable, je pus constater que ma machine n'absorbait qu'un petit travail, et qu'on obtenait le vide assez rapidement. J'ai observé aussi combien il était avantageux d'envoyer les dernières bulles d'air dans un espace raréfié : il aurait été très difficile de les expulser si l'on avait été obligé de les porter à la pression extérieure. J'ai constaté également qu'il est très utile que le mercure du tube à spirale se trouve seulement en contact avec de l'air raréfié quand la raréfaction est très avancée ; dans mon modèle, il n'y a pas de transport de bulles d'air par le mercure, tandis que, dans les autres machines, ce transport se produit d'une façon fâcheuse.

Dans l'emploi de mes machines, il convient de prendre quelques précautions : il faut prendre garde, surtout quand la raréfaction est très poussée, de diminuer la vitesse de la machine quand le mercure est très près de E.

Il faut veiller aussi à ce que les coups secs que le mercure peut donner, quand il arrive au petit tube en E, ne produisent quelque rupture ; par conséquent, il est prudent de donner aux tubes situés entre E et F des courbures douces, d'en faire décroître graduellement le diamètre intérieur, de les choisir d'assez grosse épaisseur, etc. J'ai constaté, d'ailleurs, qu'on pouvait rendre moins dangereux les coups de mercure en prolongeant le tube à spirale du côté de A, de manière à lui faire faire deux tours ; lorsque la raréfaction était poussée, je maintenais dans la première spire le mercure nécessaire à l'expulsion de l'air, et l'autre partie du mercure, qui ne gênait pas, dans la seconde spire.

Je termine ma note, en exprimant encore une fois la conviction que les machines que je viens de décrire présentent de grands avantages sur les modèles employés jusqu'ici et qu'elles sont appelées à rendre de très réels services.

---

P. LENARD. — Ueber die Beobachtung langsamer Kathodenstrahlen mit Hilfe des Phosphoreszenz und ueber Sekundärentstehung von Kathodenstrahlen (Rayons cathodiques à faible vitesse : leur étude à l'aide de la phosphorescence. Excitation de rayons secondaires par les rayons cathodiques). — *Drude's Annalen der Physik*, t. XII, p. 449-490.

Les corps solides émettent, quand ils sont frappés par les rayons ultra-violets, des rayons cathodiques qui sont caractérisés par une vitesse extrêmement faible. Par suite, ces rayons sont fort sensibles à l'influence des forces extérieures. Ils sont susceptibles néanmoins de provoquer la phosphorescence, et cette propriété peut être utilisée pour étudier leur marche. L'écran phosphorescent a sur l'électromètre l'avantage de permettre la distinction entre l'électricité elle-même et les particules matérielles, atomes ou molécules électrisés. L'électromètre reçoit à la fois l'électricité et les charges des particules matérielles : l'écran est sensible seulement à l'électricité, pourvu que celle-ci ait une vitesse suffisante.

Les particules d'électricité (négative) qui peuvent être empruntées à la matière, mais ne se confondent pas avec elle, seront désignées sous le nom de charges élémentaires (Elementarquanten) (1); leur trajectoire constitue un rayon cathodique. Les atomes ou groupes d'atomes électrisés s'appelleront véhicules matériels de l'électricité ou, par abréviation, véhicules (2).

*Méthode expérimentale.* — Le caractère essentiel de l'appareil est de permettre d'augmenter ou de diminuer la vitesse initiale des rayons, ou bien la vitesse avec laquelle ils arrivent sur l'écran. A cet effet, on a disposé en avant de la cathode U (*fig.* 1) et en avant de l'écran Φ parallèlement à leur plan une toile métallique. Ces toiles métalliques E et ε à mailles très fines sont maintenues constamment en communication électrique avec le sol. En chargeant la cathode (ou l'écran), on crée entre cette cathode et la toile métallique voisine un champ électrique. Suivant le sens de ce champ, les rayons cathodiques qui le traversent éprouvent une augmentation ou une diminution de vitesse. Dans l'intervalle compris entre les deux toiles métalliques, aucun champ n'agit sur la propagation des rayons (3).

(1) Ce sont les *électrons* des mémoires anglais récents.

(2) Ce sont les *ions* des mémoires anglais récents.

(3) En réalité, une faible fraction du champ créé en avant de la cathode ou de l'écran pénètre dans cet intervalle, parce que les toiles ne forment pas écran électrique complet.

Les rayons ultra-violets réfléchis sur la cathode arrivent sur l'écran et provoquent sur toute son étendue une phosphorescence pâle. Mais cela n'empêche pas d'observer la tache produite par les rayons cathodiques, quand la vitesse de ceux-ci atteint 1 000 volts (1).

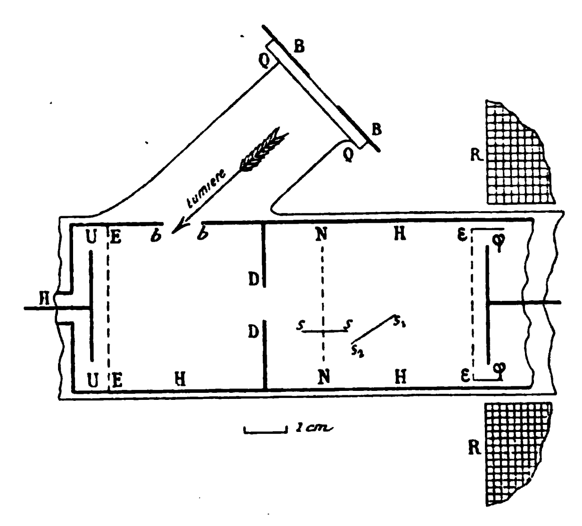



Fig. 1.

Quand la vitesse des rayons (potentiel U de la cathode) tombe au-dessous de 500 volts, la tache ne se voit plus sur le fond de l'écran. Mais on peut la rendre visible en accélérant la marche des rayons au moyen d'un champ créé entre $\varepsilon$ et $\Phi$.

*Action du champ magnétique.* — La déviation de la tache provoquée par un champ magnétique est de l'ordre de grandeur prévu pour les rayons cathodiques. La valeur déduite de cette déviation pour le rapport $\frac{\varepsilon}{\mu}$ (2) concorde avec celle qu'ont donnée les expériences électrométriques.

*Relations entre l'éclat de la phosphorescence et la vitesse des rayons.* — Si l'on maintient constante la somme des potentiels U et $\Phi$, l'éclat de la tache phosphorescente donne une mesure de l'intensité des

(1) On exprime les vitesses par les potentiels (Cf. le mémoire précédent), *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 778 et suiv. ; 1902.

(2) C'est le rapport $\frac{e}{m}$ des mémoires anglais.

rayons cathodiques. De U = 4000 à U = 1 000 volts, cet éclat est à peu près constant et très grand ; au dessous, il décroît en même temps que le potentiel U.

On peut encore rendre visible la phosphorescence provoquée par les rayons de faible vitesse, en concentrant les rayons sur l'axe du tube. On y arrive en disposant une bobine magnétisante dont l'axe et par conséquent les lignes de force sont parallèles à l'axe du tube. Il se forme sur le faisceau des nœuds et des ventres. L'apparition de ces nœuds prouve que ces rayons cathodiques à marche lente représentent le mouvement des mêmes charges élémentaires qui constituent les rayons rapides, et non des véhicules matériels.

Quand un faisceau de rayons est incliné sur la direction du champ, sa trajectoire devient une hélice, conformément à la théorie. On le vérifie en observant la forme que prend la tache phosphorescente, lorsqu'on fait glisser la bobine magnétisante le long du tube. La tache se présente sous forme d'un arc de cercle qui tourne sur le cercle à mesure qu'on déplace la bobine.

En accélérant les rayons dans le champ entre $\varepsilon$ et $\Phi$ et en les concentrant à l'aide de la bobine, on peut rendre visible la phosphorescence provoquée par des rayons qui ont été retardés entre U et E en donnant une charge positive à U. Ainsi, quand $\Phi$ est maintenu au potentiel de 4 000 volts, la tache est visible encore quelque peu quand le potentiel de U est + 1 000 volts, mais disparaît quand U est égal à 2 000 volts.

Toutes les vitesses peuvent être annulées par un champ retardateur d'intensité suffisante, sans qu'aucun phénomène nouveau apparaisse sur l'écran.

*Transparence des solides.* — Les solides sont très peu transparents pour les rayons lents ; cela est en accord avec le fait observé sur les rayons rapides que l'absorption croît avec la déviabilité. La masse n'est plus un facteur aussi important pour l'absorption que dans le cas des rayons rapides.

*Intensité de la phosphorescence.* — Pour évaluer l'intensité de la phosphorescence, on compare l'éclat de la tache à celui du fond de l'écran. On amène ces deux plages à l'égalité photométrique, en faisant varier l'éclat du fond, la vitesse des rayons ou leur densité. Par densité des rayons, il faut entendre la quantité d'électricité négative libre, sans véhicule matériel, qui traverse l'unité de section pendant l'unité de temps.

L'intensité de la phosphorescence est proportionnelle à la densité des rayons. En effet, l'égalité photométrique une fois établie subsiste quand on écarte ou rapproche de U l'arc zinc-charbon qui fournit les rayons ultra-violets.

La densité des rayons restant constante, l'éclat de la phosphorescence est proportionnel à la vitesse des rayons, diminuée d'une constante $v_0$.

Au-dessous de cette vitesse limite $v_0$, si on concentre fortement les rayons à l'aide de la bobine magnétisante, l'écran s'illumine faiblement, son éclat augmente peu à peu jusqu'à un maximum, bien inférieur d'ailleurs à l'éclat atteint dans le premier cas.

La constante $v_0$ dépend de la substance phosphorescente employée : elle est la plus faible (300 volts) pour la dissolution solide, CaS, Bi, $Na^2S^2O^3$.

Le rendement lumineux est très élevé : on obtient 10 unités Hefner à incandescence par watt, tandis que la lampe donne 0,3 Hefner seulement par watt. Cela tient à ce que la répartition de l'énergie n'est pas la même dans les deux spectres.

*Émission secondaire de rayons cathodiques dans les gaz.* — Les rayons cathodiques rendent conducteur le gaz qu'ils traversent. Il ne semble pas que les véhicules ainsi mis en liberté proviennent des molécules qui ont fixé les charges élémentaires, car leur nombre peut être supérieur de beaucoup à celui de ces molécules. Il faudrait admettre que les charges élémentaires sont capables de traverser nombre de molécules gazeuses sans que leur trajectoire s'incurve d'une façon sensible et un nombre encore plus grand avant d'être absorbées, c'est-à-dire fixées par une molécule.

Les gaz monoatomiques, l'argon par exemple, deviennent conducteurs comme les autres. La formation des molécules ne peut donc consister dans une dissociation des véhicules ; il paraît indiqué plutôt de la regarder comme résultant de la séparation de charges électriques élémentaires d'avec les atomes eux-mêmes.

Il est commode de considérer deux phases dans le phénomène. La première phase serait une émission secondaire de rayons cathodiques dans le gaz : les rayons cathodiques, incidents ou primaires, traversant les molécules du gaz, en chassent des charges élémentaires. La deuxième phase consisterait dans l'absorption de ces rayons secondaires par le gaz.

Au moyen d'un écran, on protège contre les rayons ultra-violets

réfléchis et contre les rayons cathodiques primaires, l'une des moitiés de l'écran phosphorescent. Cette moitié reste obscure et ne s'illumine que si l'écran est chargé. Cette phosphorescence augmente quand on fait croître la vitesse des rayons primaires. Elle n'est donc pas due aux rayons primaires diffus. Elle est déviée par le champ magnétique beaucoup plus que la tache due aux rayons primaires.

Puisqu'il y a absorption dans le gaz, il s'y trouve des véhicules négatifs. Si ces véhicules étaient des molécules de gaz portant une ou plusieurs charges élémentaires, sous l'action simultanée du champ électrique et du champ magnétique perpendiculaires entre eux, ils seraient moins déviés par ce dernier que les rayons cathodiques rapides. Dans la région où ils rencontrent l'écran, celui-ci reste obscur : les véhicules n'excitent donc par la phosphorescence (au moins cette phosphorescence est négligeable vis-à-vis de celle que produisent les charges élémentaires).

On réussit encore à séparer les rayons secondaires des rayons primaires diffus, en les déviant au moyen d'une petite plaque métallique électrisée ; les premiers sont beaucoup plus déviés que les seconds.

Pour apprécier le degré du trouble du gaz vis-à-vis du rayonnement cathodique, on examine les bords de la tache phosphorescente, produite par le faisceau qu'on a limité par un diaphragme. Ces bords deviennent plus flous à mesure qu'on diminue la vitesse des rayons. Ou encore, on concentre les rayons au moyen de la bobine magnétisante et on observe les nœuds qui se forment plus ou moins nettement.

Dans l'air aux pressions comprises entre $0^{mm},04$ et $0^{mm},01$, les rayons dont la vitesse dépasse 100 volts parcourent un trajet de 3 centimètres sans se diffuser d'une manière appréciable. Au-dessous de cette vitesse, ils se diffusent d'autant plus que la vitesse est plus faible.

Pour évaluer l'intensité du rayonnement secondaire et aussi le pouvoir absorbant de l'air, on emploie une méthode photométrique.

L'écran est divisé en deux plages hémicirculaires contiguës, l'une recouverte de la substance phosphorescente, mélangée d'un peu de charbon, l'autre de carbonate de baryum non phosphorescent. Si on fait arriver sur l'écran les rayons ultra-violets réfléchis par la cathode, la première moitié paraîtra plus sombre. S'il existe, en outre, des rayons cathodiques, la phosphorescence augmentera l'éclat de cette

plage de l'écran et, pour une certaine intensité des rayons, les deux plages prendront le même éclat. On pourra déduire de là, d'après ce qu'on a vu, la densité des rayons cathodiques reçus par l'écran.

Pour séparer l'effet de l'absorption et celui du rayonnement secondaire, il faut effectuer quatre expériences, deux dans le vide et deux dans le gaz, avec deux écartements UΦ différents.

Comme dans le cas des rayons rapides, le pouvoir absorbant de l'air croît à mesure que la vitesse des rayons diminue. Pour les rayons dont la vitesse est 1 000 volts, le coefficient d'absorption de l'air à la pression de 1 millimètre est 2,8, soit à peu près égal à celui de l'air atmosphérique pour les rayons qui sortent de la fenêtre d'aluminium.

Le rapport entre la diffusion et l'absorption est à peu près le même pour les rayons rapides et les rayons lents.

Le nombre des charges élémentaires amenées à l'état de rayonnement secondaire par une charge élémentaire primaire dans son mouvement à travers l'intervalle UE, est très grand, relativement à ce qu'on pouvait supposer.

Si ces charges proviennent d'une même molécule de gaz, le résidu serait un véhicule positif portant plusieurs charges élémentaires. Or jusqu'ici on n'a pas constaté l'existence de pareils véhicules : au contraire, les véhicules positifs ont toujours une charge très faible comparée à leur masse. On serait conduit plutôt à admettre qu'un véhicule positif une fois formé devient lui-même un centre d'émission de charges élémentaires négatives.

En mesurant la quantité d'électricité transportée à l'aide d'un galvanomètre, on vérifie que le rayonnement secondaire n'est accompagné d'aucune dissociation de molécules analogue à la dissociation électrolytique.

L'intensité des rayons secondaires croît rapidement quand la vitesse des rayons primaires atteint 11 volts, à peu près comme cette vitesse. L'accroissement est ensuite moins rapide, car, entre 100 et 2 000 volts, l'intensité des rayons secondaires reste à peu près constante ; au delà, elle diminue de nouveau. Le maximum paraît se produire aux environs de 2 000 volts.

Il n'y a pas de raison de croire que le rayonnement secondaire soit le privilège des gaz. Il doit se produire aussi dans les solides, et c'est ce que démontrent sans doute les expériences de MM. Austin et Starke.

M. LAMOTTE.

POCKLINGTON. — On Rotatory Polarisation in Biaxial Crystals (La polarisation rotatoire dans les cristaux biaxes). *Philosophical Magazine*, 6e série, t. II, pp. 361-370; 1901.

1° Dans la partie théorique de ce mémoire, l'auteur, qui parle le langage de la théorie électromagnétique de la lumière, traite d'abord le cas d'un cristal biaxe placé dans un champ magnétique; il admet que la présence de ce champ détermine un effet Hall indépendant de la direction, c'est-à-dire qu'il ajoute à la force électromotrice proportionnelle au déplacement une composante proportionnelle à la partie vectorielle du produit du champ magnétique extérieur par l'intensité du courant de déplacement. Il trouve ensuite l'équation de la surface des indices, puis celle de la surface des ondes, qui ne diffère d'une façon sensible de celle de Fresnel qu'au voisinage des axes optiques, où ses deux nappes ne se rencontrent pas; les deux ondes qui peuvent se propager dans une même direction sont polarisées elliptiquement; les deux ellipses sont semblables avec les axes correspondants rectangulaires; elles deviennent des cercles dans la direction des axes. Elles sont complètement déterminées, ainsi que les vitesses de propagation. Les calculs d'Airy s'appliquent immédiatement au cas d'une ou deux lames observées en lumière convergente.

M. Pocklington indique ensuite très brièvement comment les équations doivent être modifiées pour s'appliquer au cas d'un cristal où la polarisation rotatoire est due à la disposition ou à la structure des molécules. La théorie qu'il esquisse ne semble pas conduire à des conséquences différentes de celles qu'a explicitées Gibbs dans son mémoire sur la double réfraction et la polarisation circulaire dans les milieux parfaitement transparents (1). Le terme complémentaire contient, non plus la dérivée par rapport au temps du déplacement électrique, mais une fonction linéaire anisotrope des binômes alternés, formés au moyen des dérivées par rapport à l'espace; les résultats généraux indiqués plus haut subsistent. Les deux ellipses engagées ont leurs axes dirigés suivant les vibrations de Fresnel correspondantes à leur plan.

2° *Les expériences de M. Pocklington mettent en évidence la polarisation rotatoire dans les cristaux de sucre et de sel de Seignette.* —

(1) *American Journal of Science*, (3), XIII, p. 262 et 460; 1882.

La ligne neutre que présente une lame de sucre normale à un axe, observée en lumière jaune convergente entre deux nicols croisés, n'est pas absolument noire. On obtient l'extinction complète en faisant tourner l'analyseur, *à gauche*, de 22° pour 1 centimètre d'épaisseur si la lame est, comme d'ordinaire, obtenue par clivage ou *à droite*, de 64°, quand la lame est perpendiculaire au second axe. La rotation due au sucre amorphe, calculée d'après celle d'une solution concentrée, serait de 10°,2 à *droite*.

En lumière circulaire, blanche ou homogène, on distingue une spirale qui, sur une lame suffisamment épaisse normale à l'axe droit, peut faire un tour complet.

Pour faire passer deux fois de suite la lumière en sens inverse à travers une même lame, on place, entre la lame et le miroir horizontal de l'appareil de Norremberg, une lentille dont le plan focal est sur ce miroir. Les rayons de retour sont alors parallèles aux rayons d'arrivée et l'on distingue, à l'intérieur du premier anneau, une spirale affectant la forme d'un S vu par réflexion.

En lumière monochromatique, une lame de sel de Seignette a présenté un pouvoir rotatoire, à droite, de 12° par centimètre.

C. Raveau.

---

## DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK;

T. XII, n° 11; 1903.

E. MARX. — Ueber die Kondensatorentladung in verzweigten Systemen bei Periodenzahlen $10^{-7}$ — $10^{-8}$ und das dielektrische Verhalten einiger Flüssigkeiten in diesem Frequenzbereich (Décharge des condensateurs dans les systèmes ramifiés pour les périodes $10^{-7}$ et $10^{-8}$; propriétés diélectriques de quelques liquides pour ces périodes). — P. 491-535.

Lorsqu'un courant sinusoïdal de période T se partage entre les deux branches d'une dérivation dont les résistances sont $R_1$, $R_2$ et les self-inductions $L_1$, $L_2$, les intensités efficaces sont égales dans les deux branches, quand on a :

$$\frac{2\pi}{T} = \sqrt{\frac{R_2^2 - R_1^2}{L_1^2 - L_2^2}}. \tag{1}$$

Supposons que l'une des branches soit formée par une résistance

électrolytique : sa self-induction est négligeable et sa résistance indépendante de sa période. Si l'autre branche est formée par une bobine en fil métallique, sa self-induction varie peu avec la période, mais sa résistance apparente se modifie d'une manière notable (Stefan et Rayleigh).

En réglant la résistance électrolytique, on peut obtenir l'égalité d'intensité dans les deux branches de la dérivation, et l'équation (1) permet de calculer la période.

Il faut que les longueurs de fil employées soient petites vis-à-vis de la longueur d'onde et que la mesure des intensités ne dépende pas de la phase. Il faut aussi éliminer les oscillations à longue période de la bobine d'induction en intercalant un condensateur de faible capacité sur les fils adducteurs.

Le circuit de décharge comprend les deux résistances en dérivation, séparées l'une de l'autre par un condensateur qu'on peut mettre en volonté dans l'une des deux branches de la dérivation et deux éléments thermoélectriques, l'un dans une branche, l'autre dans l'autre. Ces deux éléments sont reliés, en opposition, aux deux enroulements d'un galvanomètre différentiel. Quand on a réglé la résistance électrolytique de façon que les intensités soient égales, le galvanomètre différentiel reste au zéro.

On obtient les oscillations à l'aide d'un excitateur rectangulaire comprenant un condensateur. On prend d'abord un condensateur à lame d'air dont on calcule la capacité par la formule de Kirchhoff. On règle la résistance électrolytique de manière à ramener le galvanomètre différentiel au zéro. Puis on remplace le condensateur par un autre contenant le liquide et dont les armatures sont à écartement variable. On modifie cet écartement jusqu'à ce que la valeur de la résistance qui ramène le galvanomètre au zéro soit la même que dans le premier cas. Les deux capacités sont alors égales.

Il importe que l'amortissement des oscillations soit faible et constant.

Dans l'intervalle de longueurs d'onde compris entre 10 et 34 centimètres, le benzol et l'eau n'exercent aucune dispersion.

M. Lamotte.

**G. AECKERLEIN. — Ueber die Zerstäubung galvanisch glühender Metalle (Pulvérisation des métaux rendus incandescents par un courant électrique). — P. 535-555.**

Un fil de platine se pulvérise dans une atmosphère d'hydrogène, contrairement à ce qu'ont trouvé Elster et Geitel. Mais la pulvérisation est plus lente que dans le vide, ce qui tient plutôt à la pression qu'à la nature particulière de l'hydrogène. En effet, dans l'air à la même pression, la pulvérisation est aussi plus difficile et les deux phénomènes ne présentent aucune différence essentielle.

La conductibilité du gaz est unipolaire, et la polarité varie avec les circonstances expérimentales : la pulvérisation ne suit pas ces variations.

Le palladium se pulvérise en quantité notable, sans qu'un courant appréciable traverse le gaz.

Un champ électrique n'exerce aucune action directrice sur les particules pulvérisées; il n'y a non plus aucun rapport entre les quantités de métal pulvérisé et la quantité d'électricité transportée.

Un fil porté à une température élevée autrement que par un courant ne se pulvérise pas; mais l'élévation de température favorise la pulvérisation. Une charge statique du fil chaud n'a aucun effet.

Le dégagement des gaz occlus dans le platine ou le palladium n'est pas une condition nécessaire ni suffisante de la pulvérisation.

M. Lamotte.

**E. LADENBURG. — Untersuchungen über die entladende Wirkung des ultravioletten Lichtes auf negativ geladene Metallplatten im Vakuum (Recherches sur la déperdition provoquée par la lumière ultra-violette sur les plaques de métal chargées négativement dans le vide). — P. 558-578.**

Pour comparer l'action des rayons ultra-violets sur deux métaux différents, M. Ladenburg emploie une méthode différentielle. Les deux plaques sont toutes deux chargées à — 1 000 volts, par l'intermédiaire de grandes résistances réglables à volonté. Les extrémités de ces résistances sont reliées aux deux paires de quadrants d'un électromètre, et on amène l'électromètre au zéro en leur donnant des valeurs convenables.

On réalise d'abord cette condition en prenant deux plaques du

même métal (aluminium) à l'une desquelles on substitue ensuite une plaque du métal à étudier.

L'activité photo-électrique d'un métal dépend essentiellement de l'état de la surface : elle est maximum lorsque le métal a reçu le plus fin poli. Il semble que la fatigue des électrodes soit due à une corrosion de la surface par les rayons ultra-violets.

Lorsque la plaque est d'abord à l'état neutre, elle prend sous l'action des rayons ultra-violets une charge positive, dont la grandeur varie avec la nature du métal. On peut ainsi avec deux métaux différents construire une pile photo-électrique.

La grandeur de l'effet photo-électrique ne dépend ni de l'angle d'incidence des rayons ni de leur azimut de polarisation. Il y a donc lieu de supposer que ces rayons pénètrent jusqu'à une certaine profondeur dans le métal. Les expériences le vérifient : les rayons les plus actifs ($\lambda = 0{,}220\ \mu$) pénètrent jusqu'à une profondeur égale à environ 8 fois la longueur d'onde.

M. Lamotte.

A. HEYDWEILLER. — Zur Theorie der magneto-elastichen Wechselbeziehungen (Contribution à la théorie des rapports réciproques du magnétisme et de l'élasticité). — P. 602-608.

Soit $l$, la longueur d'un fil de fer, $p$, la traction par unité de section à laquelle il est soumis, E, son module d'élasticité, $\varkappa$, sa susceptibilité magnétique. On a :

$$\frac{1}{l}\frac{dl}{d\mathcal{H}} = \mathcal{H}\frac{d\varkappa}{dp}$$
$$\frac{1}{E}\frac{dE}{d\mathcal{H}} = E\mathcal{H}\frac{d^2\varkappa}{dp^2}$$

à condition que $\frac{d\varkappa}{dp}$ et $\frac{d^2\varkappa}{dp^2}$ ne soient pas très petits. D'après les expériences effectuées jusqu'ici, la courbe ($\varkappa$, $p$) présente un maximum et un minimum, entre lesquels se trouve un point d'inflexion; il semble qu'il y ait encore au delà du maximum et au delà du minimum deux autres points d'inflexion. Il s'ensuit que $\frac{d\varkappa}{dp}$ et $\frac{d^2\varkappa}{dp^2}$ et, d'après les équations ci-dessus, $\frac{dl}{d\mathcal{H}}$ et $\frac{dE}{d\mathcal{H}}$ ont des signes différents dans les différentes régions de la courbe.

Suivant la valeur initiale du champ, une augmentation de ce champ peut donc entraîner un accroissement ou une diminution de la longueur du fil ou de son module d'élasticité. Dans le même intervalle, les variations sont de signe contraire pour le fer d'une part, le nickel et le cobalt de l'autre.

M. Lamotte.

A. HEYDWEILLER. — Ist die Magnetisierungszahl der Eisen-und Mangansalzlösungen abhängig von der Feldstärke? (La susceptibilité magnétique des sels de fer et de manganèse en dissolution dépend-elle de l'intensité du champ?) — P. 608-621.

La susceptibilité de ces dissolutions reste constante à 10 0/0 près quand le champ varie de 0,1 à 1,2 C. G. S.

Dans les champs intenses de 1 à 40.000 C. G. S., la variation de la susceptibilité, très faible pour le chlorure ferrique, plus marquée pour les chlorures manganeux et ferreux, atteint 30 à 40 0/0 pour le sulfate ferreux.

M. Lamotte.

G.-C. SCHMIDT. — Der dunkle Kathodenraum (La région cathodique obscure). P. 622-653.

La région cathodique obscure représente un espace où les ions sont raréfiés. On peut comparer ce phénomène aux variations de concentration qui se produisent au voisinage des électrodes pendant l'électrolyse.

On met cette raréfaction en évidence en mesurant le temps nécessaire pour charger un condensateur à l'aide d'une sonde qu'on amène successivement daus les différentes régions de la décharge, ou plus exactement sur laquelle on amène ces diverses régions en déplaçant la cathode.

Tant que la sonde est dans la région obscure, il faut un temps extrêmement long pour que le condensateur prenne une charge appréciable.

Plus la sonde s'approche des lueurs négatives, plus la charge est rapide. Le nombre des ions, très faible dans la région obscure, croît donc rapidement vers les lueurs négatives ou les rayons cathodiques.

En faisant arriver des rayons cathodiques, des rayons-canal ou des rayons de Röntgen dans la région obscure, on peut y faire naître des ions positifs. Les dimensions de la région obscure diminuent, en même temps que la chute de potentiel cathodique et, si les ions ainsi créés sont en nombre suffisant, la région obscure disparaît.

L'action des rayons cathodiques est plus énergique que celle des rayons-canal : c'est-à-dire qu'ils abaissent davantage le potentiel de décharge.

Quand on fait croître la force électromotrice à partir de valeurs très faibles, l'intensité du courant de décharge croît rapidement d'abord, puis moins vite, reste constante pendant un certain intervalle et croît de nouveau.

La conductibilité transversale du gaz croît avec l'intensité du courant principal et avec la raréfaction du gaz.

L'action ionisante des rayons cathodiques est moins grande que celle des rayons-canal : cette propriété n'est pas en contradiction avec le fait signalé ci-dessus, que les premiers agissent davantage sur la région obscure. Il est facile de l'expliquer en considérant les trajets que doivent effectuer les ions.

On peut aussi diminuer les dimensions de la région obscure autour d'une cathode en utilisant les rayons émis par cette cathode elle-même. Il suffit de les rejeter vers la région obscure à l'aide d'un réflecteur métallique ou d'un aimant.

L'effet est d'autant plus prononcé que la région obscure est plus grande, c'est-à-dire que les ions sont plus raréfiés autour de la cathode.

M. Lamotte.

E. RAY WOLCOTT. — Ueber die Anwendung von Gleichstrompolarisation bei Kohlrauschs Methode zur Messung elektrolytischer Leitungswiderstände (Emploi de la polarisation par le courant continu dans la mesure des résistances électrolytiques par la méthode de Kohlrausch). — P. 653-661.

La méthode de Kohlrausch exige que les électrodes aient la plus grande capacité de polarisation possible. D'ordinaire on réalise cette condition en platinant les électrodes.

On obtient le même résultat en polarisant ces électrodes par un courant continu auxiliaire.

D'après l'auteur, on y trouve des avantages : on peut employer

des électrodes de platine poli, de moindre surface, mesurer des résistances plus petites, remplacer le téléphone par un galvanomètre à vibrations.

M. LAMOTTE.

R. DEFREGGER. — Kathodengefälle in Helium (Chute de potentiel cathodique dans l'hélium). — P. 662-665.

Dans l'hélium, aucune réaction chimique n'est à craindre entre ce gaz et les électrodes.

La chute de potentiel cathodique est plus faible que dans tous les autres gaz (de 177 volts pour Cu, à 125 pour Mg).

M. LAMOTTE.

J. STSCHEGLAYEW. — Uber die Absorption des Lichtes in den mit Metalldampf gefärbten Flammen (Absorption de la lumière dans les flammes colorées par des vapeurs métalliques). — P. 579-590.

L'auteur s'est proposé de rechercher si le rapport de l'émission à l'absorption dans une flamme monochromatique est égal à l'émission du corps noir à la même température, conformément à la loi de Kirchhoff. La formule de Wien (¹) reliant l'émission I du corps noir à la température absolue T pour une radiation de longueur d'onde λ peut être mise sous la forme linéaire

$$\log I = \beta - \frac{C_2}{\lambda T} \log e$$

où β et $C_2$ sont des constantes, $e$ la base des logarithmes népériens. Wanner (²) a établi la légitimité de cette relation dans le spectre visible, et donné pour la valeur de $C_2$, 14 550.

Après avoir vainement essayé de plusieurs méthodes plus précises, l'auteur a dû s'arrêter à la suivante, assez grossière. On évalue au spectrophotomètre, par comparaison avec la radiation correspondante du spectre émis par une lampe à incandescence alimentée par un courant constant : 1° l'intensité $i_1$ d'une flamme de chalumeau colorée par un jet d'air contenant une solution pulvérisée de bromure de

(¹) *Wied. Ann.*, t. LVIII; p. 662; 1896.
(²) *Ann. der Phys.*, t. II, p. 141 ; 1900 ; *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. IX, p. 547 ; 1900.

sodium ou de chlorure de lithium [1] (les sels moins volatils donnaient une intensité insuffisante); 2° l'intensité $i_2$ d'une flamme identique placée entre la première et la fente du spectrophotomètre; 3° l'intensité $i_3$ quand les deux flammes brûlent ensemble. L'intensité A de la lumière absorbée par la deuxième flamme est évidemment donnée par $i_3 = i_1 + i_2 - A$, d'où l'on tire $a = \frac{A}{i_1} = \frac{i_1 + i_3 - i_2}{i_1}$, et par conséquent le rapport $\frac{i_2}{a}$, dont il s'agit de suivre la variation avec la température; celle-ci était donnée par un couple thermoélectrique (platine-platine rhodié), étalonné par la méthode d'Holborn et Day [2]. Dans les deux cas étudiés, la relation entre $\log \frac{i_2}{a}$ et $\frac{1}{T}$ est linéaire, mais $C_2$ avec Li a pour valeur 23 000, ce qui indique une variation de $\frac{i}{a}$ beaucoup plus rapide que celle du corps noir; pour Na, $C_2 = 11\,832$; $\frac{i}{a}$ croît moins vite que pour le corps noir. La loi de Kirchhoff ne s'applique donc pas aux flammes colorées; ce résultat n'est pas surprenant, si l'on admet avec Pringsheim [3] que les flammes ne sont capables d'émission lumineuse que lorsqu'il s'y produit des réactions chimiques, tandis que la loi de Kirchhoff s'applique à un corps dont le rayonnement est dû à la seule élévation de la température.

CARL FORCH. — Über gewisse Relegmässigkeiten der Molekularvolumina von anorganischen Salzen in wässeriger Lösung (Quelques règles relatives aux volumes moléculaires des sels inorganiques en solution aqueuse). — P. 591-601.

Soient $p$, le poids spécifique d'une solution saline, $n_s$ et $n_e$ les nombres de molécules-grammes de sel et d'eau dans 1 litre de solution, S et E les poids moléculaires, $v_s$ et $v_e$ les volumes moléculaires correspondants. On a:

$$p = n_s S + n_e E$$

et si l'on admet que les molécules des deux corps se comportent

(1) *Zeitschr. für Phys. Chem.*, t. XXXIX, p. 111; 1901.
(2) *Ann. der Phys.*, t. II, p. 505; 1900.
(3) *Wied. Ann.*, XLV, p. 428; 1892; — *J. de Phys.*, 3e série, t. III, p. 188; 1894.

comme des individus indépendants :

$$n_s v_s + n_e v_e = 1\,000$$

$v_s$ et $v_e$ sont fonctions de la concentration ; on peut en calculer des valeurs approchées lorsque, pour deux concentrations voisines, les poids spécifiques sont très voisins ; on peut alors admettre, en effet, que, dans cet intervalle, $v_s$ et $v_e$ conservent une valeur constante, correspondant à la moyenne des concentrations 1 et 2, qui limitent l'intervalle ; ces quantités sont alors données par :

$$n_{s_1} v_s + n_{e_1} v_e = 1000$$
$$n_{s_2} v_s + n_{e_2} v_e = 1000.$$

L'auteur a calculé, pour un assez grand nombre de sels, les $v_s$ et $v_e$ correspondant à différentes concentrations, et V — $v_s$ (V étant le volume moléculaire dans l'état solide) qui représente la contraction moléculaire du solide en présence du liquide. Pour le sucre, $v_s$ ne diffère pas beaucoup de V. Avec les électrolytes, les différences s'accusent, et $MgSO^4$ donne, pour les concentrations inférieures à 0,1 molécule par litre, des valeurs négatives de $v_e$ et $v_s$, ce qui est l'indication d'une action réciproque des molécules des substances en présence.

Dans ce cas, l'hypothèse fondamentale n'est pas acceptable.

Il semble que la valeur de V — $v_s$ soit fixe pour les métaux d'un même groupe, vis-à-vis de radicaux de même valence ; par exemple, pour K, Na, Ag et les radicaux monovalents (halogènes, $AzO^3$, $ClO^3$, $BrO^3$) à la concentration de 1 *équivalent* par litre, on a $7{,}6 \pm 0{,}95$ ; pour les mêmes radicaux et les métaux divalents autres que le cadmium (Ca, Sr, Ba, Mg, Zn, Mn, Pb), on a $12{,}4 \pm 0{,}96$.

Malheureusement les valeurs des poids spécifiques des solutions que donnent les tables actuelles sont ou trop peu nombreuses ou trop incertaines dans bien des cas, pour que l'on puisse être conduit à des conclusions bien nettes. Il y aurait intérêt à reprendre, pour tous les sels et dans de larges intervalles de concentration, des déterminations *exactes* de poids spécifiques.

P. Lugol.

B. WALTER. — Bemerkungen zu der Abhandlung von J. Wallot : « Die Abhängigkeit der Brechungsexponenten der Salzlösungen von der Konzentration » (Remarques au sujet du travail de J. Wallot, « Relation entre les indices de réfraction des solutions salines et la concentration »). — P. 671-672.

Dans le travail cité [1], M. Wallot reproche à la relation découverte par l'auteur — proportionnalité entre la variation de l'indice de réfraction et la concentration d'un grand nombre de solutions salines — d'être une simple formule sans aucune signification théorique. Elle a cependant conduit à constater que des solutions équimoléculaires des sels étudiés (KCl, NaCl, $AzH^4Cl$, $KAzO^3$) ont à peu près le même indice, tandis qu'une molécule d'un sel d'acide bibasique, tel que $Na^2SO^4$, comparée à une molécule de NaCl, communique à l'eau une action retardatrice presque double. Ce fait a une certaine importance théorique, en ce sens qu'il constitue une relation analogue à la loi de Faraday d'après laquelle la décomposition électrolytique des sels d'acides monobasiques exige une même quantité d'électricité, celle des sels d'acides bibasiques une quantité double. P. Lugol.

---

## PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

6e série, T. V ; mai et juin 1903.

J.-J.-E. DURACK. — On the Specific Ionization produced by the corpuscles given vut by Radium (Sur l'ionisation spécifique produite par les corpuscules émis par le radium). — P. 550-561.

J. TOWNSEND. — Même sujet. — P. 696-699.

Dans un mémoire précédent, M. Durack a montré que les corpuscules dans un faisceau de rayons de Lénard produisent en moyenne 0,4 ions positifs et négatifs dans la traversée de 1 centimètre d'air, à la pression de 1 millimètre de mercure; si on suppose qu'un corpuscule crée un couple d'ions à chaque collision avec les molécules

---

[1] *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 820 ; 1903.

[2] Cf. Walter, *Jahrbuch. der Hamb. Wissensch. Anst.*, t. IX, p. 245, 1891 ; — et aussi *Dissertations d'Iéna*.

gazeuses, on peut dire que chaque corpuscule produit 0,4 collision dans les conditions de distance et de pression énoncées : ce nombre mesure ce qu'on peut appeler *l'ionisation spécifique* produite par les corpuscules et, dans la suite, on le désignera par $\alpha$.

Townsend a montré que, pour les corpuscules libérés dans l'air par les rayons de Röntgen, le nombre des collisions produisant l'ionisation atteint une valeur maximum constante, égale à 20 quand la vitesse du corpuscule dépasse une certaine valeur, environ $10^8$ centimètres par seconde ; il estime que, pour les rayons du radium, le coefficient doit être d'au moins 13, d'après la vitesse de ces rayons. M. Durack essaie de montrer que ce nombre est beaucoup trop fort.

Il a mesuré le courant de déperdition produit entre deux plateaux, dans une enceinte fermée à pression réglable à volonté, par des rayons de Becquerel déviables, dans les conditions suivantes :

Les rayons sont issus d'un morceau de chlorure de radium enfermé dans une boîte de plomb à couvercle d'aluminium. Au dessus, ils pénètrent dans une enceinte dont le fond est un disque horizontal de plomb, percé d'une fenêtre centrale fermée par une lame d'aluminium de $0^{mm},08$, qui arrêtera les rayons *non déviables*. A l'intérieur de l'enceinte, et isolé des parois, est maintenu un disque de plomb recouvert sur toute la surface d'une lame d'aluminium cette fois, pour empêcher la formation de rayons secondaires qui se produiraient au contact direct du plomb. Entre ces deux disques, celui qui forme le fond de l'enceinte et celui qui est suspendu au milieu, se produit un courant quand on réunit le disque inférieur à une pile. Ce courant se mesure à l'électromètre comme d'habitude : le *courant de saturation*, obtenu par une f. é. m. suffisamment élevée (en pratique une quarantaine de volts), reste une quantité bien définie, ne variant plus si on fait croître au delà la f. é. m. Ce courant, pour une pression donnée du gaz de l'enceinte, a une valeur bien définie, mais variant suivant que le pôle positif ou le pôle négatif de la pile est relié au disque inférieur.

L'auteur fait varier la pression du gaz de l'enceinte à partir de zéro. Pour une pression nulle, les valeurs du courant de saturation sont sensiblement égales, pour une f. é. m. positive ou négative. Il y a transport d'électricité négative, dans tous les cas, du plateau inférieur au plateau supérieur ; la charge du plateau inférieur n'exerce qu'une influence indirecte ; les corpuscules négatifs emportent, de ce pla-

teau à l'autre, une charge négative déterminée. Mais, si on ajoute du gaz, à l'effet propre de ces corpuscules s'ajoute l'effet des ions négatifs et positifs qu'ils libèrent dans le gaz et dont le nombre est proportionnel à la pression. Ces ions, qui sont, en nombre égal, positifs et négatifs, transportent de l'électricité du plateau chargé au potentiel le plus élevé à l'autre ; et leur effet s'ajoute ou se retranche de celui des corpuscules. Dans l'un des cas, on aura un courant (de bas en haut) :

$$\gamma_1 = -c + mp;$$

dans l'autre,

$$\gamma_2 = -c - mp,$$

$c$ étant le courant de saturation pour une pression nulle $p$, la pression, et $m$ un coefficient positif constant.

Si $N_0$ est le nombre de corpuscules passant par seconde à travers le plateau inférieur et $e$ leur charge, le courant dû à ces corpuscules seuls est $-N_0 e$.

Si chaque corpuscule donne lieu à $\alpha$ collisions dans la traversée de 1 centimètre de gaz à la pression de 1 millimètre, à une pression de $p$ millimètres et pour une distance de $d$ centimètres, il y aura un courant $N_0 e'\alpha pd$, si $e'$ est la charge électrique de chacun des ions gazeux. Il résulte des expériences et des considérations théoriques de J.-J. Thomson que $e' = e$. On a donc :

$$\gamma_1 = -N_0 e\,(1 - \alpha pd),$$
$$\gamma_2 = -N_0 e\,(1 + \alpha pd).$$

Les valeurs de $\alpha$ déduites des mesures sont voisines de 0,17.

M. J. Towsend, examinant les expériences précédentes, explique d'une manière très naturelle la divergence de leurs conclusions. Ses expériences avaient porté sur les corpuscules libérés par la lumière ultraviolette : ces corpuscules ionisent l'air, et, dans les conditions de ses expériences, chaque ion donne, pour un parcours de 1 centimètre dans l'air, à une pression de 1 millimètre, un nombre de nouveaux ions égal au maximum à 15. Ses expériences sur le radium l'avaient conduit à fixer ce nombre à 13 pour les corpuscules émis par le radium. Il faut que la vitesse d'un ion soit suffisante pour qu'il *ionise* les molécules ; mais, d'autre part, plus il met de temps à parcourir 1 centimètre, plus il y a de chance de chocs; donc, au-delà d'une certaine limite de vitesse, la probabilité pour que de nou-

veaux ions soient produits par une collision diminue quand la vitesse des ions augmente. Or, dans les expériences de M. Townsend sur le radium, les corpuscules avaient à traverser une couche d'aluminium entre le radium et le gaz ionisé, beaucoup plus épaisse que celle qu'ils avaient à traverser dans les expériences de M. Durack; ce qui réduisait leur vitesse et, par suite, accroissait le nombre des chocs donnant de nouveaux ions. On ne contredit donc en rien les expériences de Townsend si l'on trouve, en faisant varier l'épaisseur d'aluminium traversée, des nombres moindres que 13 pour l'ionisation spécifique. B. BRUNHES.

E. RUTHERFORD. — Condensation of the radio-active Emanations (Condensation des émanations radio-actives). — P. 561-576.

Les émanations du thorium et du radium se condensent à la température de l'air liquide et présentent des points d'ébullition et de condensation nettement définis. Si l'une de ces émanations est entraînée par un courant lent d'hydrogène, d'oxygène ou d'air à travers un serpentin métallique immergé dans l'air liquide, aucune trace d'émanation n'échappe dans le milieu extérieur.

L'émanation du thorium commence à se condenser au voisinage de — 120°. Celle du radium commence à se volatiliser à — 153° par un courant lent de gaz, et à — 150° dans une atmosphère au repos: dans ce cas, qui est plus net que celui du thorium, la totalité de l'émanation est condensée à des températures qui ne sont que peu inférieures au point de volatilisation initiale; la différence tient sans doute à ce que le nombre des particules d'émanation, produisant des effets identiques, est plusieurs milliers de fois plus grand pour le radium que pour le thorium. Ces émanations ont ainsi toutes les propriétés de la matière gazeuse.

E. RUTHERFORD. — Radio-active Change (Transformations radio-actives). — P. 576-591.

Considérations théoriques fort intéressantes à lire en entier et à rapprocher de celles qu'ont developpées M. Becquerel, M. et Mme Curie, sur les relations entre les réactions qui donnent lieu à la radio-activité et les réactions chimiques ordinaires, sur l'origine de l'énergie radio-active, etc.

**J. STRUTT.** — Radio-activity of Ordinary Materials (Radio-activité de la matière ordinaire). — P. 680-685.

**Mc. LENNAN et E.-F. BURTON.** — Some Experiments on the Electrical Conducturty of atmospheric Air (Quelques expériences sur la conductibilité électrique de l'air). — P. 679-698.

Il résulte des recherches de C.-T.-R. Wilson (¹) et de J. Patterson (²) que l'air présente une conductibilité spontanée, due à une ionisation propre, dans un vase de grandes dimensions. En certains cas, l'ionisation arrive à être indépendante de la pression, et, en augmentant la pression au-delà d'une certaine limite, on ne change rien à la vitesse de décharge d'un corps chargé placé à l'intérieur.

M. *Strutt* explique ce résultat en attribuant l'ionisation spontanée de l'air à l'action radio-active de la paroi intérieure du vase. Pour le démontrer, il fait une expérience de déperdition dans un grand vase cylindrique de verre, rempli d'air, en recouvrant de diverses matières la paroi intérieure de ce récipient, feuilles d'étain, argent (déposé sur le verre), zinc, platine, aluminium, paroi de verre desséchée à l'anhydride phosphorique, etc.

Il trouve que la vitesse de déperdition, par conséquent l'*ionisation de l'air*, varie beaucoup avec la nature de la paroi.

Elle varie de 1,2 pour le zinc à 3,9 pour le platine (on a pour le plomb, 2,2; pour l'étain, 3,3). Cette vitesse varie d'ailleurs notablement d'un échantillon à l'autre du même corps (2,0 à 3,9 pour le platine). Le nitrate d'urane, comparé à l'échantillon de platine le plus actif, s'est montré 3.000 fois plus radio-actif. Et l'on sait que le radium est 100.000 fois plus actif que l'uranium.

La vitesse de déperdition varie avec la pression; pour une paroi de zinc, elle augmente régulièrement avec la pression, quand celle-ci varie de zéro jusqu'à la pression normale et ne paraît nullement tendre vers une limite quand la pression augmente. Avec l'étain, la vitesse de déperdition augmente avec la pression jusqu'à une pression de 30 à 50 centimètres, suivant les cas, pour rester constante ensuite.

La radio-activité est-elle, d'après ces expériences, une propriété générale de la matière? Ou bien doit-on attribuer la radio-activité du

(¹) Wilson, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXIX, p. 277.
(²) J. Patterson, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, XII, p. 44.

platine, de l'aluminium, etc., à des traces de corps radio-actifs ? Cette dernière hypothèse a pour elle la différence d'effet de divers échantillons d'un même métal. Elle a encore pour elle la différence qualitative de ces effets. Il y a entre l'action d'une lame de zinc et celle d'une feuille d'étain des différences dans la variation de la déperdition avec la pression, qui impliquent une différence de nature de rayons émis, comme celle qui existe, par exemple, entre les rayons de l'uranium, du thorium, etc. ; or cette différence se retrouve entre des échantillons différents d'étain. Cependant la question ne peut être regardée comme définitivement tranchée.

MM. *Mc. Lennan* et *Burton* sont conduits, de leur côté, à la pensée que l'ionisation spontanée de l'air, observée par Elster et Geitel, et par Wilson, est due à des traces de matières radio-actives entrant dans la constitution des parois du récipient ; mais ils sont portés à attribuer le rôle essentiel à une *émanation* de matière radio-active. Et leurs résultats, sur certains points, paraissent différer de ceux de M. Strutt, tout en comportant la même conclusion générale.

Après la fermeture du récipient où se trouve l'air en expérience, sa conductibilité, mesurée ici par le courant qui circule entre la paroi maintenue à haut potentiel et un conducteur isolé intérieur relié à l'électromètre, diminue jusqu'à un minimum pour atteindre ensuite (au bout de 2 ou 3 jours) une valeur sensiblement invariable. Les auteurs regardent la courbe donnant la variation de la conductibilité avec le temps comme résultant de la combinaison de deux courbes, l'une relative à une conductibilité rapidement décroissante, semblable à celle qu'a donnée Rutherford pour la conductibilité dans l'air d'une chambre après fermeture de la communication avec une seconde chambre contenant de l'oxyde de thorium ; l'autre courbe est semblable à celle qu'a obtenue le même physicien pour la conductibilité de l'air d'une pièce qu'on met en communication avec une autre contenant de l'oxyde de thorium. La première courbe, ici, représenterait l'effet de l'émanation due à la terre et apportée avec lui par l'air qu'on enferme dans le récipient ; la seconde représenterait l'effet de l'émanation due aux parois du récipient : il y aurait régime permanent au moment où la vitesse de destruction de cette émanation radio-active serait égale à la vitesse de production.

La conductibilité finale dépend beaucoup de la nature des parois, elle est 6 avec le zinc, 8 avec l'étain, 12 avec le plomb. Cette conductibilité augmente avec la pression de l'air, et l'on a fait varier cette

pression jusqu'à 7 atmosphères; elle tend, selon les auteurs, à devenir proportionnelle à la pression, ce qui, pour eux, est d'accord avec l'hypothèse d'une émanation.

Mais une partie de la conductibilité doit toujours être attribuée à des rayons très pénétrants ayant leur origine à l'extérieur du récipient : en plongeant le récipient cylindrique qui sert à l'expérience dans un baquet plein d'eau, de façon que les parois latérales soient entourées d'une épaisseur d'eau de $12^{cm},5$, on trouve que la conductibilité diminue de 17,5 pour cent.

B. Brunhes.

Ch.-G. BARKLA. — Secondary Radiation from Gases subject to X-Rays. (Radiation secondaire des gaz soumis aux rayons X). — P. 685-698.

L'auteur étudie la radiation secondaire due à l'air, comme Sagnac a étudié celle qui est due aux métaux. On emploie un électroscope à feuilles d'or enfermé dans une boîte métallique mise au sol, et on étudie la vitesse de décharge dans divers cas. La perte par le support est négligeable : en l'absence de toute cause extérieure, on a une perte due à l'ionisation spontanée du gaz. Quand on fera agir la radiation à étudier, on aura toujours, en fait, une vitesse de décharge beaucoup plus grande.

Pour étudier la radiation secondaire due à l'air, on prend un tube de Crookes enfermé avec tout l'appareil producteur (bobine de Ruhmkorff, etc.) dans une caisse métallique, percée seulement d'une fenêtre A, qu'on peut recouvrir d'aluminium et par où sortent les rayons X. Plus loin, un écran épais de plomb présente une autre ouverture B, rectangulaire, qui, avec la fenêtre A, définit le faisceau de rayons X. Cette fenêtre B est longue et étroite, on peut en faire varier la largeur à volonté; l'intensité totale du faisceau qui passe est sensiblement proportionnelle à cette largeur.

Au-delà de ce second écran, le faisceau se propage dans l'air sans rencontrer, sur une longueur de plus de 2 mètres, autre chose que de l'air, par suite sans provoquer aucune production de rayons S au contact de corps solides. On place l'électroscope latéralement à côté du faisceau, mais de façon qu'il ne soit pas même effleuré par le faisceau de rayons X. Dans ces conditions, quand le tube fonctionne, la vitesse de décharge de la feuille d'or devient très stable, et *elle est*

*sensiblement proportionnelle à la largeur de la fente B*, ce qui rend manifeste l'influence du faisceau de rayons X.

Il ne s'agit pas, cependant, d'une action directe des ions libérés dans l'air extérieur à l'électroscope sur le trajet des rayons X. Ces ions ne pénètrent pas à l'intérieur de l'électroscope; on s'en est assuré en fermant l'un des côtés de la boîte qui enferme l'électroscope avec une feuille d'aluminium ou avec une feuille de papier imbibé de liquide et mise au potentiel du sol; d'autre part, on plaçait en regard une plaque métallique au-delà du faisceau de rayons X, de telle sorte que ce faisceau passât entre la plaque métallique et l'électroscope; et cette plaque isolée était portée à un haut potentiel par une pile. Les ions mis en liberté dans l'air par le faisceau de rayons X vont, dans ce cas, se précipiter les uns vers la cage de l'électroscope, les autres vers la plaque métallique en regard. On ne constate, dans ces conditions, aucun changement dans la vitesse de décharge de l'électroscope, qui reste ce qu'elle est quand la plaque en regard de l'électroscope est maintenue, elle aussi, au potentiel zéro ou qu'elle est supprimée. Ainsi les ions libérés dans l'air sur le trajet des rayons X ne jouent pas de rôle dans la décharge de l'électroscope, et force est bien d'attribuer l'effet produit à la radiation secondaire provoquée dans l'air par le passage des rayons X.

On a comparé les radiations secondaires provoquées ainsi dans divers gaz.

Le tableau ci-dessous donne, dans la première colonne, les intensités relatives des effets obtenus dans divers gaz. La seconde colonne donne les densités de ces gaz par rapport à l'air, la troisième les coefficients d'ionisation (rapportés à l'air).

| Gaz. | Intensité relative de la variation secondaire. | Densité des gaz. | Ionisation relative des gaz. |
|---|---|---|---|
| Air.................. | 1 | 1 | 1 |
| Hydrogène ........... | 0,17 | 0,07 | 0,33 |
| Hydrogène sulfuré..... | 1,075 | 1,18 | 6 |
| Anhydride carbonique. | 1,45 | 1,53 | 1,4 |
| Anhydride sulfureux.. | 2,11 | 2,19 | 6,4 |

Il semble bien qu'il y a proportionnalité entre l'intensité de la radiation secondaire et la densité, tandis que les coefficients d'ionisation n'ont pas de relation simple avec ceux qui mesurent la radiation secondaire.

B. Brunhes.

J.-A. FLEMING. — On the measurement of Small Capacities and Inductances (Mesures de petites capacités et de petites inductances). — P. 493.

Les faibles capacités à mesurer étaient celles de fils aériens ou de petits condensateurs à air. On a employé la méthode qui consiste à charger et à décharger rapidement le condensateur dans un galvanomètre, la seule différence avec les mesures faites antérieurement consistant dans la nature du commutateur employé pour obtenir la charge et la décharge du condensateur.

Ce commutateur se compose de trois roues dentées fixées sur le même arbre et isolées électriquement de lui. Les deux extrêmes A et B ont 4 dents latérales, dont la largeur est la moitié de celle des creux et sont fixées à l'arbre de manière qu'une dent de l'une soit au milieu d'un creux de l'autre. La roue du milieu I a 8 dents radiales, dont la largeur est moitié aussi de celle des creux. Elle est montée sur l'arbre de manière que ses dents viennent se placer dans les vides laissés par les deux roues A et B. L'ensemble des trois roues est d'ailleurs tourné avec soin.

Trois balais sont disposés, les deux extrêmes frottent sur les parties continues des roues A et B, celui du milieu frotte alternativement sur A, I et B.

Ce commutateur est mis en mouvement au moyen d'un moteur de $\frac{1}{2}$ cheval, auquel il est lié par un joint élastique. On voit de suite son fonctionnement.

On employait soit un galvanomètre taré, soit un galvanomètre différentiel, construit spécialement avec deux bobines bien isolées électriquement.

On a mesuré la capacité de fils de fer plats suspendus dans une grande chambre. Voici quelques résultats obtenus :

Si on appelle 1 la capacité d'un fil unique, on voit qu'en mesurant la capacité de plusieurs fils en parallèle elle croît avec le nombre des fils, variant de 1 à 5,90, le nombre variant de 1 à 11 si la distance entre les fils est 30 centimètres, de 1 à 4 si la distance est 15 centimètres, de 1 à 2,97 si la distance est $7^{cm},5$, de 1 à 1,99 si les fils se touchent.

Comme valeur absolue, la capacité d'un fil vertical de 25 millimètres de diamètre de 34 mètres de long, l'extrémité inférieure étant

à $1^m,50$ du sol fut trouvée égale à 205 micro-microfarads (M. M. F.).

La capacité de deux fils parallèles n'est pas égale au double de la capacité de l'un d'eux; elle est plus petite et d'autant plus que les deux fils sont plus rapprochés.

La capacité d'une feuille plane est plus grande de 10 0/0 environ que celle de la feuille enroulée en cylindre.

On a aussi mesuré la capacité de fils verticaux de différents diamètres. On a trouvé des valeurs de 10 0/0 environ plus grandes que celles données par la formule :

$$c \text{ (en M. M. F.)} = \frac{l}{4,1454 \log_{10} \frac{l}{r}},$$

obtenue en assimilant le fil à un ellipsoïde allongé. On a mesuré la capacité des fils horizontaux de divers diamètres. On a encore trouvé des valeurs de 10 0/0 plus grandes que celles données par la formule :

$$e \text{ (en M. M. F.)} = \frac{0,245 l}{\log_{10} \frac{4h}{d}},$$

$h$ étant la distance à la terre, formule obtenue en assimilant le fil et la terre à un condensateur cylindrique.

On a mesuré aussi la capacité de bouteilles de Leyde et mesuré aussi, pour essayer d'obtenir une valeur de $v$, la capacité de deux condensateurs cylindriques identiques, mais dont l'un a une longueur double de celle de l'autre.

*Mesure d'inductance.* — L'auteur substitue à l'appareil de MM. Ayrton et Perry un double interrupteur tournant composé de deux systèmes identiques décalés l'un par rapport à l'autre. Chacun d'eux est formé d'une roue A à 4 dents latérales, dont la largeur est égale à celle des creux et d'une roue I à 4 dents radiales qui sont situées dans les creux de la première. L'ensemble des deux systèmes monté sur le même arbre est mu par un moteur de $\frac{1}{6}$ de cheval. Des balais frottent l'un sur la partie continue de A, l'autre sur la partie dentée s'appuyant tantôt sur A, tantôt sur I.

La méthode de mesure était celle indiquée par M. Anderson. Une résistance $r$ variable est intercalée en série avec le galvanomètre

placé sur une diagonale d'un pont de Wheastone. Un condensateur $c$ est intercalé entre une borne du galvanomètre et un autre sommet du pont. Le double interrupteur est placé entre les circuits de la batterie et du galvanomètre. L'expérience consiste à faire varier $r$ jusqu'à ce que le galvanomètre reste au $o$. Quand on fait tourner le double interrupteur, on a :

$$L = C[r(R + S) + RQ].$$

PERREAU.

JOHN TROWBRIDGE. — On the gaseous Constitution of the H and K lines of the Solar Spectrum together with a Discussion of Reversed Gaseous Lines (Sur l'origine gazeuse des raies H et K du spectre solaire et discussion relative aux raies gazeuses renversées). — P. 524.

En employant des tubes de verre, de quartz, en faisant varier la nature des électrodes (divers métaux, électrodes d'eau, de solutions salines), l'auteur trouve que le spectre continu donné par les tubes de Geissler quand le gaz est soumis à de fortes décharges disruptives n'est pas dû à l'incandescence des parois du vase. Il attribue, par suite, les raies H et K du spectre solaire non au calcium, mais à des gaz, probablement à l'oxygène.

Le spectre continu observé avec des décharges disruptives dans des gaz se produit aussi quand on obtient des décharges électriques dans l'eau distillée et dans certains autres liquides. Suivant l'auteur, ce phénomène de spectre continu et celui du renversement serait, dans ce cas, de même nature que celui qu'il a observé dans les gaz. Le spectre continu serait dû à une compression soudaine du milieu par suite de la puissante explosion électrique disruptive et les renversements seraient dus à la polarisation, et non à une couche absorbante.

PERREAU.

VINCENT J. BLYTH. — On the Influence of Magnetic Field on Thermal Conductivity (Sur l'influence d'un champ magnétique sur la conductibilité calorifique). — P. 529.

Les deux extrémités d'une baguette de bismuth (14 cm. de long. 1 cm. de diamètre) soudées à deux gros blocs de cuivre sont main-

tenues à des températures constantes de 100° et de 0°. La baguette est protégée contre le refroidissement par une enveloppe isolante. Un flux uniforme et linéaire de chaleur prend naissance. La distribution des températures change-t-elle si on place une moitié du barreau dans un champ magnétique? Pour répondre à cette question, l'auteur mesure avec un couple thermoélectrique (cuivre-maillechort) la différence des températures entre chacune des extrémités et le milieu du barreau.

Même avec des champs puissants (3 550), on n'a constaté qu'une faible variation de cette distribution, donc un faible changement de la conductibilité calorifique $k$. Le champ magnétique 3 550 diminuerait $k$ de $\frac{1}{7}$ 0/0 environ.

On a fait une autre expérience, où deux barreaux identiques sont placés parallèlement fixés aux deux gros blocs de cuivre, mais isolés d'eux électriquement. Avec un couple thermoélectrique (cuivre maillechort), on mesurait directement la différence des températures entre les milieux des deux barreaux.

On plaçait la moitié de l'un d'eux dans un champ magnétique.

Le bismuth donna encore une faible variation.

L'acier donna pour un champ transversal de 7 500 une diminution de 3,3 0/0 et de 2,1 pour un champ de 6 700.

Avec un champ longitudinal de 51 unités C. G. S., la conductibilité calorifique de l'acier doux diminua de 4 0/0.

Avec le fer doux, un champ longitudinal produisant une induction magnétique de 16 000 diminua la conductibilité calorifique de 10,5 0/0.

Un champ transversal donna un effet beaucoup plus petit 1 0/0 avec un champ de 7 850.

PERREAU.

GLAZEBROOK. — Theorical Optics since 1840. A. Survey (Coup d'œil sur l'optique depuis 1840). — P. 537.

L'auteur a voulu indiquer, dans ce rapide exposé, la part prise par sir Gorge Stokes dans l'édification des théories de l'optique : diffraction, double réfraction, théorie électromagnétique, électrons, constitution de l'éther.

PERREAU.

BATTELLI AND MAGRI. — On Oscillatory discharges (Décharges oscillantes). — P. 620.

La disposition générale des expériences est la suivante :

Un pôle d'une machine électrostatique est relié à la terre, l'autre étant relié à une armature d'un condensateur par une tige en bois.

Les calorimètres à étincelle et à spirale métallique sont placés en série dans le circuit traversé par la décharge. On mesure ensuite au balistique la décharge residuelle du conducteur.

Si on ne faisait pas les déterminations calorimétriques, le carré ou cercle formant le circuit métallique était mis à la place du calorimètre métallique, l'étincelle se produisant dans l'air. Si, toutefois, on voulait faire ces mesures, on faisait préalablement trois ou quatre photographies d'étincelle, puis l'intervalle explosif était placé dans le calorimètre et des lectures simultanées étaient alors faites des calorimètres et de l'électromètre.

Après chaque série de lectures, on mesurait la décharge résiduelle. On a aussi mesuré les périodes d'oscillation, la quantité de chaleur dissipée dans chaque portion du circuit et le potentiel explosif.

Des tables donnent ces diverses valeurs.

Voici les conclusions qui résultent de la discussion des résultats :

1° La période d'oscillation mesurée concorde avec la valeur théorique tirée de la formule de Thomson aux erreurs expérimentales près. La moins bonne concordance observée avec de courtes périodes ($7.10^{-7}$) tient sans doute à ce que dans ce cas la self-inductance du circuit est mal déterminée ;

2° La résistance de l'étincelle dans le cas de décharges faiblement amorties, produites par des quantités d'électricité assez grandes, comme celles données par les condensateurs employés et pour des distances explosives de 1 à 5 millimètres, est très petite, toujours inférieure à 1 ohm. Toutes choses égales d'ailleurs, cette résistance croît beaucoup moins rapidement que la longueur de l'étincelle. Ce fait suggère que la résistance de l'étincelle est due, pour la plus grande partie, au passage dans le gaz environnant, ou que la section de l'étincelle croît quand sa longueur augmente ;

3° La résistance d'un fil enroulé en hélice pour des décharges oscillantes est beaucoup plus grande que pour le même fil rectiligne. La différence augmente quand la fréquence croît et quand la

distance entre les spires décroît. La formule de lord Rayleigh ne s'applique pas à ces circuits;

4° La somme des énergies calorifiques dissipées par la décharge dans l'étincelle et dans le circuit métallique est à très peu de chose près égale à l'énergie du condensateur ;

5° Avec des électrodes de cadmium, les étincelles sont beaucoup plus régulières qu'avec des électrodes de platine ou de platine iridié;

6° Les valeurs de la résistance de l'étincelle, de l'énergie qui y est dissipée, dans les expériences en question, sont pratiquement identiques avec des électrodes en Cd ou en Pt. PERREAU.

MORTON. — On the Connexion between Speed of Propagation and Attenuation of Electric Waves along Parallel Wires (Sur la relation entre la vitesse de propagation et l'amortissement d'ondes électriques le long de fils parallèles). — P. 643.

Quand des oscillations électriques se propagent le long de fils imparfaitement conducteurs, les vecteurs variables contiennent un facteur $e^{-kr} \sin\left(\frac{2\pi z}{\lambda} - pt + \beta\right)$. On arrive ainsi à une expression pour la quantité complexe $m = \frac{2\pi}{\lambda} + ik$ qui est fonction de $p$ et de $a\sqrt{\frac{\mu p}{\rho}}$, $a =$ rayon du fil, $\mu =$ perméabilité, $\rho =$ résistivité.

L'auteur étudie la relation entre les parties réelle et imaginaire de $m$ dans le cas de 2 fils parallèles à distance donnée, en se bornant au cas où $a\sqrt{\frac{\mu p}{\rho}}$ est très petit ou très grand.

Il arrive ainsi aux résultats suivants :

1° Dans les systèmes qui produisent une valeur donnée de retard dans la vitesse des ondes, la constante d'amortissement $x$ est proportionnelle à la fréquence;

2° Quand la dissipation d'énergie dans les fils est petite, le décrément logarithmique, à une distance égale à la fraction $\frac{1}{2\pi}$ de la longueur d'onde, est égal à la diminution relative de la vitesse ;

3° Quand l'amortissement est rapide, la constante d'amortissement s'approche de la valeur $\frac{2\pi}{\lambda}$, où $\lambda$ est la valeur actuelle de la longueur d'onde le long des fils.

LEHFELDT. — A Potentiometer for Thermocouple measurements (Potentiomètre pour couples thermoélectriques). — P. 668.

Le pôle positif d'un accumulateur est relié à une clef K qui fait passer le courant soit dans 100, soit dans 100 + 900, soit dans 100 + 900 + 900 ohms. Le courant passe ensuite dans 20 bobines de 0,1 ω, et dans un fil à curseur mobile d'un peu plus de 0,1 ω, puis dans un rhéostat R relié au pôle négatif de l'accumulateur. On met en dérivation sur 100, 1 000 ou 10 000 ohms un élément à cadmium et un galvanomètre. On règle R jusqu'à avoir le galvanomètre au 0. On fait ainsi varier la sensibilité. Le couple thermoélectrique avec le galvanomètre en série est intercalé entre une, deux, ou plusieurs bobines, de 0,1 ω et un point quelconque du fil.

Un appareil potentiomètre a été ainsi construit, toutes les résistances ayant bien été étalonnées.

Perreau.

LEHFELDT. — A Resistance Comparator (Un comparateur de résistances). — P. 672.

Il se compose de deux bobines de 99 ohms, chacune d'elles reliée à une série de 20 bobines de 0,1 ohm.

Ces dernières sont disposées de manière que leurs boutons de connexion soient disposés circulairement. Une manette reliée à une borne du galvanomètre peut ainsi s'appuyer facilement sur toutes. — L'auteur trouve que ce système est préférable à celui du curseur mobile. On n'obtient pas l'immobilité du galvanomètre, mais on peut la déterminer par interpolation.

Perreau.

LANGLEY. — Good Leeing (Bonne vue). — P. 674.

On sait que les images d'un objet dans un télescope ou une lunette astronomique sont souvent « flou », agitées, indéfinies à cause des mouvements de l'atmosphère.

Généralement les astronomes essaient d'avoir dans le tube de la lunette ou du télescope de l'air aussi tranquille que possible et.

évitent, en particulier par des enveloppes protectrices les mouvements de l'air produits par des différences de température.

L'auteur, au contraire, à obtenu une amélioration de la vue, une diminution du « bouillonnement » de l'image, en agitant violemment l'air à l'intérieur du tube et en avant avec un ventilateur.

PERREAU.

LORD RAYLEIGH. — On the proportion of Argon in the vapour rising liquid Air (Sur la proportion d'argon dans la vapeur s'élevant de l'air liquide). — P. 677.

Le point d'ébullition de l'argon étant intermédiaire entre ceux de l'oxygène et de l'azote, on peut s'attendre à ce que l'évaporation de l'air liquide accroîtra la proportion d'argon relativement à celle d'azote et la diminuera relativement à celle d'oxygène. On a donc recueilli la vapeur qui s'échappe d'un vase contenant de l'air liquide au bout de 1, 2, 3, 4, 5 jours. On a fait l'analyse, c'est-à-dire dosé l'oxygène et dosé l'argon.

On a obtenu les proportions suivantes :

| Pour cent d'O | Pour cent d'argon | Pour cent d'argon par rapport à l'argon + l'azote |
|---|---|---|
| 30 | 1,3 | 1,9 |
| 43 | 2,0 | 3,5 |
| 64 | 2,0 | 5,6 |
| 75 | 2,1 | 8,4 |
| 90 | 2,0 | 20 |

On peut naturellement déduire de là la composition du liquide restant.

Ces nombres indiquent qu'à un moment la vapeur d'air liquide est très favorable à l'obtention de l'argon. Dans le 3e dosage, par exemple, la proportion d'oxygène est de 60 0/0, juste suffisante pour oxyder l'azote.

PERREAU.

**TRAVAUX ITALIENS;**

1902 (*suite et fin*).

T. LEVI-CIVITA. — Influenza di uno schermo conduttore sul campo elettromagnetico di una corrente alternativa parallela allo schermo (Influence d'un écran conducteur sur le champ électromagnétique d'un courant alternatif parallèle à l'écran). — *Rendiconti dei Lincei*, 16 février, 2 et 16 mars 1902; — *Il Nuovo Cimento*, t. III, p. 442; juin 1902.

L'auteur examine le cas d'un courant alternatif sinusoïdal, rectiligne, indéfini, parallèle à un écran conducteur plan illimité. La force magnétique reste normale au courant et sinusoïdale dans les limites d'approximation indiquées par l'auteur, mais le champ est modifié par l'écran, et cela principalement au-delà de celui-ci par rapport au courant.

M. Levi-Civita établit les règles suivantes :

L'angle de la force magnétique avec le plan conducteur est doublé.

L'intensité du champ est réduite, par exemple, à quelques centièmes de sa valeur primitive.

Enfin l'écran produit un retard de phase de $\frac{\pi}{2}$.

Quant à la force électrique, même dans les cas les plus défavorables, elle est réduite à moins de un millionième de sa valeur primitive.

Les lignes de force sont en première approximation des cercles passant par le fil de courant et tangents au plan parallèle à l'écran mené par ce fil. Ce résultat est valable tant que le champ n'est pas trop affaibli; la marche du champ dans les instants où son action est pour ainsi dire nulle est sans grand intérêt.

En poussant les calculs plus loin, on obtient pour les lignes de force des quartiques bicirculaires qui sont les transformées par rayons vecteurs réciproques, relativement au fil comme centre, d'une série d'hyperboles équilatères. Lorsque $\sin(2\pi nt + \alpha)$ ($n$ étant la fréquence) décroît, les hyperboles tendent vers des droites parallèles à l'écran dont les transformées sont précisément les cercles précédents.

L'auteur insiste sur l'intérêt du contrôle expérimental comme vérification des théories de Maxwell et de Helmholtz.

G. GOISOT.

M. ASCOLI et R. MANZETTI. — Alcune esperienze sull' arco cantante di Duddel (Quelques expériences sur l'arc chantant de Duddel). — *Atti della R. Acc. dei Lincei*, t. XI, p. 11 ; 6 juillet 1902.

En étudiant la méthode proposée par M. Janet pour la mesure des petits coefficients de self-induction à l'aide du dispositif de Duddel, les auteurs ont constaté des écarts entre la valeur observée et la valeur vraie. L'examen stroboscopique de l'arc leur a permis de constater l'existence d'au moins deux périodes d'oscillations. L'une, la plus basse, dépend essentiellement des conditions de l'arc, quoique influencée par le circuit dérivé ; l'autre, la plus élevée, dépend des constantes de ce circuit.

G. GOISOT.

C. VIOLA. — Le deviazioni minime della luce mediante prismi birefrangenti (Les déviations minima de la lumière par les prismes biréfringents). — *Atti della R. Acc. dei Lincei*, t. XI, p. 24 ; 6 juillet 1902.

Dans le cas d'un prisme anisotrope plongé dans un milieu isotrope, on sait que la déviation minima peut avoir lieu pour des ondes planes inclinées d'une façon quelconque sur le plan bissecteur du prisme et quelle que soit l'orientation de celui-ci par rapport aux directions principales du cristal. Mais, pour que les angles d'incidence et d'émergence soient égaux, il faut réaliser certaines orientations spéciales. M. Viola établit les conditions suivantes pour chacune desquelles peut avoir lieu le minimum de déviation pour des ondes planes parallèles à l'arête du prisme et pour des angles incidents et émergents égaux.

La bissectrice externe de l'angle du prisme est située dans l'un des plans de symétrie optique du cristal.

La bissectrice interne est la direction de polarisation de l'onde lumineuse parallèle à cette bissectrice.

G. GOISOT.

C. CARPINI. — Determinazione dei potenziali alternanti (Détermination des potentiels alternatifs). — *Atti della R. Acc. dei Lincei*, t. XI, p. 98 ; 3 août 1902.

L'auteur emploie la déformation que subit un liquide conducteur lorsqu'on en approche une sphère électrisée à la détermination des

potentiels alternatifs. M. Sella a indiqué la relation qui lie la différence de potentiel statique au rayon de courbure de la surface déformée. En opérant avec un courant alternatif, le liquide déformé reste immobile pour 80 alternances et le potentiel calculé correspond au potentiel efficace déterminé par la distance explosive. Les expériences ont été poussées jusqu'à 40 000 volts. Lorsque la fréquence est très basse, le liquide reproduit exactement les pulsations du courant ; puis le phénomène se trouble et, vers 45 à 50 alternances, le liquide déformé reste de nouveau immobile.

Le rayon de courbure de la surface est déterminé par la distance des deux lignes astigmatiques obtenues par réflexion.

G. Goisot.

G. GUGLIELMO. — Intorno a due modi per determinare il raggio di curvatura della superficie dello spigolo nei coltelli delle bilancie et dei pendoli (Sur deux modes de détermination du rayon de courbure à la surface de l'arête des couteaux dans les balances et les pendules). — *Atti della R. Acc. dei Lincei*, t. XI, p. 263; 16 novembre 1902.

L'auteur détermine la variation du rayon de courbure de la section droite du couteau d'une balance par le déplacement angulaire du fléau lorsque l'on incline le plan de support de l'arête. A cet effet, l'aiguille qui est reliée au fléau, porte un miroir. La même méthode peut être employée pour le couteau d'un pendule si l'on a soin d'enlever la masse oscillante, sans quoi le déplacement angulaire serait trop faible. Si l'on ne retire pas la masse, on opère en plaçant le couteau sur deux couples de roues comme dans la machine d'Atwood.

G. Goisot.

G. GUGLIELMO. — Intorno ad un modo per agitare un liquido in un recipiente chiuso e ad una modificazione del termocalorimetro (Sur un procédé pour agiter le liquide d'un récipient fermé et sur une modification du thermocalorimètre). — *Atti della R. Acc. dei Lincei*, t. XI, p. 298 ; 7 décembre 1902.

La rotation d'un récipient autour de son axe ou d'un axe parallèle ne suffit pas pour agiter et bien mélanger le liquide en vue d'en rendre la température uniforme. M. Guglielmo recommande soit l'emploi de corps magnétiques que l'on place à l'intérieur et que l'on déplace de l'extérieur par une action électromagnétique, soit plutôt

la disposition de palettes convenablement inclinées sur les parois ou fixées à l'intérieur.

Ce dernier procédé, appliqué au thermocalorimètre, permet d'atteindre un degré de précision que la disposition ordinaire ne donne pas à cause des inégalités de température entre le corps plongé dans le calorimètre et ce dernier, et aussi en raison des déformations géométriques qui en résultent pour l'enveloppe.

G. Goisot.

R. MAGINI. — Sull'uso del reticolo di diffrazione nello studio dello spettro ultravioletto (Sur l'emploi du réseau de diffraction dans l'étude du spectre ultra-violet). — *Atti della R. Acc. dei Lincei*, t. XI, p. 305; 7 décembre 1902.

L'auteur indique une disposition qui lui a permis d'utiliser le spectre du premier ordre dans ses recherches sur les rayons ultraviolets, employant ainsi un spectre intense avec de très nombreuses raies et bandes obtenues par la superposition des spectres émis par différents corps.

G. Goisot.

E. ALMANSI. — Sopra un problema di elettrostatica (Sur un problème d'électrostatique). — *Il Nuovo Cimento*, t. IV, p. 81 et 280; août et octobre 1902.

Le problème étudié par l'auteur est relatif à la façon dont est distribuée l'électricité primitivement sur un conducteur C, lorsqu'on met au contact un conducteur très petit $c$ (détermination de la densité superficielle par la méthode du plan d'épreuve). M. Almansi donne une nouvelle démonstration de ce que le rapport $K = \frac{e}{h}$ de la quantité d'électricité qui passe sur $c$ à la densité au point de contact, ne dépend que de la nature géométrique de $c$ et du point de contact. Il applique le calcul de K au cas où le conducteur $c$ est une demi-sphère, puis un demi-ellipsoïde, dont la partie plane constitue le plan de contact.

La valeur de K est simplifiée si l'ellipsoïde est de révolution et, dans le cas où l'épaisseur $c$ est très faible vis-à-vis du rayon R de la section, on a :

$$K = \left(1 + \frac{\pi}{2}\frac{c}{R}\right)\omega,$$

$\omega$ étant la surface du plan de contact.

Si

$$c = \frac{R}{10}. \qquad \text{on a} \qquad K = 1.16\omega h,$$

ce qui montre que, si le conducteur *c* est réduit à un disque, même de faible épaisseur, la quantité soustraite au conducteur C dépasse notablement la quantité d'électricité qui se trouvait sur la portion de superficie recouverte par le disque.

G. Goisot.

G. PIAGGESI. — Magnetizzazione dei liquidi col cambiare della temperatura (Variation du magnétisme des liquides avec la température). — *Il Nuovo Cimento*, t. IV, p. 217; octobre 1902.

L'auteur emploie la méthode de Quincke; mais, au lieu de lire directement le dénivellement du liquide contenu dans un tube en U lorsque l'une des branches est soumise à un champ magnétique, il ramène au niveau primitif et mesure le volume déplacé sur un tube capillaire contenant du mercure; la sensibilité est ainsi augmentée.

Le liquide soumis au champ est chauffé par une double spirale de fil qui entoure le tube et par laquelle on fait passer un courant.

Les mesures ont été effectuées entre 23° et 85° et ont porté sur l'eau et les solutions à diverses concentrations de chlorures, sulfates et nitrates de fer et de manganèse, et de chlorures de nickel et de cobalt.

Pour l'eau, le diamagnétisme diminue quand la température augmente et en est fonction linéaire. La susceptibilité $k$ suit la formule

$$k = -0{,}804\,(1 - 0{,}00175t)\,10^{-6}.$$

La susceptibilité d'une solution décroît quand la température augmente. Les coefficients de température pour les solutions étudiées sont presque égaux entre eux.

La loi de Curie est vérifiée. La constante $C = kT$ (T, température absolue) diminue avec la concentration.

G. Goisot.

G. ERCOLINI. — Influenza del campo elettrico sull' elasticità del vetro (Influence du champ électrique sur l'élasticité du verre). — *Il Nuovo Cimento*, t. IV, p. 270; octobre 1902.

L'auteur étudie l'action exercée par le champ électrique sur les propriétés élastiques du verre, et, à cet effet, observe l'action des forces déformatrices sur le diélectrique quand il est à l'état naturel et quand il est soumis à un champ constant. Malgré la sensibilité des méthodes de mesure employées, M. Ercolini n'a pu constater de divergence régulière.

Cette indépendance du coefficient d'élasticité et du champ électrique, jointe à ce que, d'après Cantone [1], le coefficient de variation de la constante diélectrique du verre ne change pas non plus avec le champ, permet de conclure que la déformation du diélectrique est proportionnelle au carré de la différence de potentiel à laquelle il est soumis [2].

G. GOISOT.

F. MACCARRONE. — Conducibilità e ritardo di polarizzazione dielettrica (Conductibilité et retard de polarisation diélectrique.) — *Il Nuovo Cimento*, t. IV, p. 313 ; novembre 1902.

L'auteur étudie l'influence de la durée du champ sur la polarisation diélectrique. La méthode employée consiste à enregistrer sur une pellicule les oscillations d un cylindre elliptique placé entre les armatures d'un condensateur sous l'influence du champ.

La polarisation part d'une valeur déterminée qu'elle prend presque instantanément dès que le champ est créé, et croît lentement. Cela a lieu pour le verre, le soufre, l'ébonite et la paraffine mêlée de poudre de fer. Pour la paraffine très pure, la polarisation est indépendante du temps.

M. Maccarrone explique les phénomènes en admettant que la densité de courant $u$ est reliée à la force électrique $\xi$ par une relation de la forme

$$u = a\chi + b\xi \quad (\chi, \text{ champ externe ; } a \text{ et } b, \text{ constantes}).$$

---

(1) CANTONE, *R. Istituto Lombardo*, 1900.

(2) SACERDOTE, *Ann. Ch. et Ph.*, 7e série, t. XX.

Dans les corps bons conducteurs, $a = o$.

Tous les phénomènes de retard de polarisation dans les champs variables et de rotations électrostatiques se déduisent de là.

G. Goisot.

L. PUCCIANTI. — Corrispondente elettrico del diamagnetismo (Correspondant électrique du diamagnétisme). — *Il Nuovo Cimento*, t. IV, p. 408; décembre 1902.

L'auteur décrit une expérience de cours montrant qu'un diélectrique doué d'une constante diélectrique moindre que le milieu ambiant se conduit dans un champ électrique comme un corps diamagnétique, ou, d'une manière plus générale, comme un corps d'inductivité moindre que celle du milieu, dans un champ magnétique.

Un vase rempli d'huile de vaseline est constitué par une pièce en laiton en forme d'U, dont les extrémités sont fermées par deux glaces. Un tube replié amène dans le fond du vase un courant de bulles gazeuses qui s'élèvent verticalement. Une boule métallique plongée dans l'huile, et près du filet formé par les bulles, repousse celles-ci dès qu'elle a une charge positive ou négative correspondant à 2 ou 3 millimètres d'étincelles.

G. Goisot.

E. ALESSANDRINI. — Sull' elettricità sviluppata per gorgoglo d'aria in acqua (Sur l'électricité développée par le barbotement d'air dans l'eau). — *Il Nuovo Cimento*, t. IV, p. 389; décembre 1902.

Le récipient où barbote l'air est surmonté d'une cheminée d'aspiration. Des filtres placés assez haut dans cette cheminée permettent d'étudier l'état électrique de l'air.

L'électrisation produite obéit aux mêmes lois que celle due à un jet de liquide.

La charge dégagée est négative pour l'air et positive pour l'eau. *Le potentiel de l'eau tend vers une valeur limite* que l'on peut atteindre soit par valeurs croissantes, soit par valeurs décroissantes du potentiel.

La moindre impureté abaisse notablement le potentiel limite et

peut même changer le signe; pour l'eau distillée pure, on peut atteindre une centaine et même un millier de volts.

Le développement d'électricité par contact d'air et d'eau ne peut avoir lieu par simple souffle de l'air à la surface de l'eau : il faut une agitation mécanique violente de la masse liquide.

G. GOISOT.

T. MARTINI. — Fenomeni che manifestano le polveri igrofile poste in contatto con le soluzioni saline, i miscugli alcoolici e gli acidi diluiti (Phénomènes présentés par les poudres hygrophiles au contact des solutions salines, des mélanges alcooliques et des acides dilués). — *Atti del R. Istituto Veneto*, t. LXI, 22 juin 1902.

M. Martini trouve qu'une même poudre immergée dans diverses solutions d'un même sel donne lieu à une concentration ou à une dilution suivant le degré de concentration de la solution. Ces faits ne peuvent être expliqués avec l'hypothèse de Lagergren [1], suivant laquelle les couches en contact avec les grains de poudre étant fortement comprimées par l'adhésion, la pression ferait varier la solubilité.

Le phénomène peut changer de sens pour une même concentration suivant que l'on expérimente avec l'anhydride silicique ou le charbon. L'état d'humidité de la poudre joue un rôle important; pour un certain degré, la poudre est sans action.

L'auteur, discutant les résultats obtenus par MM. Bellati et Finazzi, soutient l'hypothèse qu'il avait faite autrefois que l'eau immédiatement au contact des grains de silice est à l'état solide. Il suppose que ce ne sont que les couches extrêmes, au contact de la poudre, qui ont une chaleur spécifique égale à celle de la glace, et qu'à mesure qu'on s'éloigne de la surface des grains la chaleur spécifique augmente avec continuité jusqu'à l'unité.

G. GOISOT.

A. BANTI. — Nuovi fenomeni nel circuito Duddel (Nouveaux phénomènes dans le circuit Duddel). — *L'Elettricista*, t. XII, p. 1; 1er janvier 1903.

M. Banti a étudié les phénomènes présentés par l'arc sifflant obtenu en enlevant le microphone du circuit Duddel et remplaçant les char-

(1) *Bihang. Till K. Svenska, Vat. Akad. Handligar*, t. XXIV, 1898, Stockolm.

bons doux à âme par des charbons homogènes ordinaires. Le circuit est ainsi composé de trois branches : l'une comprend la batterie d'accumulateurs avec une forte inductance, l'autre l'arc voltaïque et la troisième un condensateur et une inductance. La première est parcourue par un courant continu très légèrement pulsatoire, la forte inductance insérée s'opposant au passage du courant alternatif; la branche de l'arc est traversée par un courant fortement pulsatoire et le circuit dérivé par un courant alternatif simple.

L'auteur a observé un phénomène nouveau : dans le circuit dérivé, les différences de potentiel au condensateur et à l'inductance sont, en général, plus grandes que la différence de potentiel aux extrémités de la branche même qui les comprend. Ainsi, aux extrémités de l'arc, on a par exemple 49 volts, tandis que l'on a 104 volts au condensateur et 91 volts à l'inductance. L'explication donnée consiste à admettre que ces deux différences sont de phase opposée et qu'elles sont toutes deux déplacées de phase par rapport à la force électromotrice alternative.

Étudiant le courant alternatif dérivé au moyen de l'analyseur magnéto-optique, M. Banti a constaté que le courant résulte de la combinaison de plusieurs oscillations simples, confirmation des résultats déjà obtenus par MM. Ascoli et Manzetti [1].

Si l'on suppose néanmoins le courant sinusoïdal pour simplifier le calcul de la fréquence $n$, on obtient des valeurs de $n$ qui atteignent 240000. La fréquence s'abaisse quand la capacité et l'inductance croissent. Mais la capacité influe sur la diminution de $n$ d'une manière plus marquée que l'inductance. Ainsi, en maintenant le produit LC constant, on obtient les résultats suivants :

| L | C | $n$ |
|---|---|---|
| 0,048 | 1 | 13.000 |
| 0,012 | 4 | 8.500 |
| 0,003 | 16 | 2.750 |

La valeur de $n$ n'est pas fixe comme le voudrait la formule :

$$\frac{1}{n} = T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

L'auteur a terminé cette étude par l'examen des arcs obtenus avec différents métaux.

G. Goisot.

[1] *Rendiconti dei Lincei*, t. XI, p. 11; 6 juillet 1902.

AMICI. — Modifica al metodo di Mance per la misura della resistenza interna delle pile (Modification à la méthode de Mance pour la mesure de la résistance interne des piles). — *L'Elettricista*, t. XI, p. 281; décembre 1902.

Pour éviter l'emploi d'un galvanomètre très sensible, l'auteur propose d'insérer dans la diagonale du pont qui contient la clef, 2 ou 3 piles auxiliaires.

G. GOISOT.

A. RIGHI. — Sulla ionizzazione dell'aria prodotta da una punta elettrizzata (Sur l'ionisation de l'air produite par une pointe électrisée). *R. Accad. delle Scienze dell' Istituto di Bologna*, série V, t. X; 11 janvier 1903.

La convection suivant les lignes de force est effectuée non par les molécules d'air électrisées, mais par des ions ayant une charge de même nom que la pointe. La trajectoire parcourue par les ions ne peut coïncider qu'approximativement avec les lignes de force ; dans certaines circonstances, lorsque la courbure de ces lignes est très prononcée par exemple, il peut arriver que les ions s'en éloignent au point d'abandonner la région où les lignes de force existent pour passer dans une autre où le champ est sensiblement nul.

Les expériences de l'auteur se rapportent précisément à ce cas.

Une pointe électrisée est enfermée dans une enceinte conductrice, dont une partie de la paroi, celle qui est en face de la pointe, est constituée par une toile métallique. Les lignes de force se terminent sensiblement toutes sur le conducteur en s'incurvant vers le bord des trous ; certains ions ont une vitesse suffisante pour se détacher de la trajectoire et sortir de l'enceinte.

Pour les recueillir, un disque métallique est placé vis-à-vis de la toile métallique : il communique avec un électromètre.

On constate ainsi que la quantité d'électricité qui vient charger le disque pendant un temps déterminé augmente d'abord avec la distance du disque à la toile métallique, passe par un maximum puis décroît.

Cette anomalie provient de ce que les ions qui heurtent le disque lui communiquent une charge électrique, de telle sorte que le champ entre le disque et la toile n'est plus nul, sa direction tend à faire diminuer le nombre des ions qui atteignent le disque.

L'auteur a vérifié cette hypothèse par de nombreuses expériences, desquelles il résulte bien que l'anomalie disparaît si l'on empêche le

disque de se charger. On obtient, en effet, une marche régulière, indiquant une diminution constante de la charge communiquée au disque quand sa distance augmente, en remplaçant l'électromètre par un galvanomètre très sensible.

L'influence de cette charge est à noter soigneusement ; elle peut fausser les résultats des mesures analogues faites avec l'électromètre.

Si l'on remplace le disque métallique par une lame isolante portant sur la face opposée à la toile une armature métallique et que l'on communique à celle-ci une charge de même nom que la pointe, on obtient, en saupoudrant ensuite l'isolant avec le mélange de soufre et de minium, une représentation exacte et de même grandeur du quadrillage de la toile métallique, ce qui met en évidence le mouvement des ions suivant les lignes de force.

G. Goisot.

---

## ZEITSCHRIFT FUR PHYSIKALISCHE CHEMIE ;

T. XXXI.

(Dédié à Van't Hoff par ses élèves pour célébrer la 25e année de son doctorat.)

Thomas EWAN. — The Osmotic Pressure of concentrated Solutions (La pression osmotique des solutions concentrées). — P. 22-35.

La considération d'un cycle réversible permet d'établir entre la pression osmotique P, à la température T, et le point de congélation F d'une dissolution, une relation théorique complexe dans laquelle entrent aussi : la chaleur de dilution $\frac{\partial Q}{\partial m}$, son coefficient de température $C_L$, la variation de volume $v_0$ qui accompagne la dilution. Par dérivation on aura $\frac{\partial P}{\partial T}$ exprimé en fonction des mêmes quantités F, $\frac{\partial Q}{\partial m}$, $c_L$, $v_0$.

L'auteur détermine expérimentalement ces grandeurs pour des solutions concentrées de sucre (1 gramme de sucre pour 1,39 à 3,35 d'eau) ; il calcule $\frac{\partial P}{\partial T}$ et remarque que les valeurs trouvées peuvent être représentées par une formule empirique $\frac{\partial P}{\partial T} = \frac{R}{V - b}$, en posant

$b = \frac{V - n M_0 v_0}{m}$ (V, volume de solution qui contient 1 molécule de sucre et $n$ molécules d'eau, $M_0 = 18{,}014$, $m$ nombre de grammes d'eau pour 1 gramme de sucre). Cette formule est identique à celle que l'on déduit de l'équation des fluides de van der Vaals, le coefficient $b$ ayant une signification analogue.

En égalant les deux expressions théoriques et empiriques de $\frac{\partial P}{\partial T}$, on a une formule qui donne le poids moléculaire en fonction des quantités déterminées expérimentalement $F \frac{\partial Q}{\partial M}$, $C_L$, $v_0$. Les valeurs ainsi calculées sont beaucoup plus voisines de 342 que les valeurs déduites de la formule de Raoult.

A. de HEMPTINNE. — Sur les vitesses de réaction. — P. 35-42.

La vitesse de saponification de l'acétate de méthyle par les acides dilués ($HCl$ ou $SO^4H^2$ $\frac{1}{10}$ normal) est considérablement influencée par l'addition de corps sans action chimique, tels que l'acétone et la glycérine. Les vitesses de saponification ne varient ni proportionnellement aux conductibilités des dissolutions, ni proportionnellement aux degrés de dissociation électrolytique des différents mélanges. Indépendamment de l'action catalytiqne des ions, il y a donc aussi une action catalytique du milieu.

V. ROTHMUND. — Elektromotorische Kraft und chemisches Gleichgewicht (Force électromotrice et équilibre chimique). — P. 69-79.

Van't Hoff a établi une relation entre la constante d'équilibre $k$ d'un phénomène chimique et la force électromotrice E, qui se produirait si la réaction avait lieu dans une chaîne galvanique entre les mêmes corps à la concentration 1 :

$$E = RT \log k.$$

Cette formule a été souvent appliquée à des réactions entre ions ; mais, comme application à des phénomènes non électrochimiques, il n'existe que le calcul de la tension de dissociation du chlorure et du bromure d'argent fait par Van't Hoff.

Cette formule peut de même servir à calculer la tension de disso-

ciation d'un oxyde métallique quelconque, connaissant la force électromotrice de la chaîne :

Métal | Oxyde | Solution de potasse | Oxygène à la pression atm. | Platine

elle devient

$$E = \frac{RT}{4f} \log \pi$$

$f$ étant le nombre de coulombs liés à un équivalent gramme, et 4 fois le nombre de coulombs mis en liberté quand il se dégage 1 molécule (= 4 valences) d'oxygène; $\pi$ est la tension de dissociation de l'oxyde.

En employant l'oxyde de mercure, l'auteur trouve pour force électromotrice de la chaîne précédente $E = 0{,}159$ V ; de la formule on déduit $\pi = 10^{-8}$ millimètres de mercure à la température absolue $T = 293$. Cette valeur ne concorde pas avec celle que l'on peut déduire par extrapolation des mesures faites par M. Pélabon entre 440° et 620°; l'écart des températures est vraisemblablement trop grand pour que l'extrapolation soit permise.

La même formule permettrait aussi de calculer la tension de dissociation d'un gaz, par exemple HI connaissant les tensions de dissolution des constituants I et H ; elle montre aussi comment la dissociation d'un corps à l'état gazeux est liée à sa dissociation électrolytique en solution aqueuse.

HARRY C. JONES. — The electrolytic Dissociation of certain Salts in Methyl and Ethyl Alcohols, as Measured by the Boiling-Point Method (Dissociation électrolytique de certains sels dans les alcools méthylique et éthylique, mesurée par la méthode du point d'ébullition). — P. 114-142.

Les deux méthodes, qui ont été généralement appliquées pour mesurer la dissociation électrolytique en solution aqueuse sont la conductibilité et la cryoscopie. Dans les dissolvants autres que l'eau, on a fait de nombreuses mesures de conductibilité électriques (l'auteur en donne la bibliographie), mais elles se prêtent mal au calcul du coefficient de dissociation, parce que la valeur de $\mu^{\infty}$ ne peut être déterminée directement. La méthode tonométrique se présente comme la plus simple et la plus générale pour ce genre de déterminations.

Des mesures faites par l'auteur, il résulte que la dissociation diminue à mesure que le pouvoir inducteur augmente, mais il n'y a

pas proportionnalité entre les constantes diélectriques de ces dissolvants et leur pouvoir dissociant (1).

WILDER D. BANCROFT. — The dilution law (La loi de dilution). — P. 188-197.

D'après Ostwald, la loi des masses actives permet de calculer la dissociation d'un électrolyte binaire à différentes concentrations : le rapport $\frac{C_1^2}{C_2}$ doit être constant (2). Pratiquement cette formule ne se vérifie que pour les acides et les bases ni très forts ni très faibles. Van't Hoff proposa la formule empirique $\frac{C_1^3}{C_2^2}$ = constante. Bancroft remarque que ces 2 formules rentrent dans la forme générale $\frac{C_1^n}{C_2} = K$ avec $n = 2$ d'après Ostwald, $n = 1{,}5$ d'après Van't Hoff ; il propose de considérer K et $n$ comme des fonctions de la nature de l'électrolyte, quitte à trouver peut-être une relation entre K et $n$ telle que $n = 2 - f(K)$. La formule proposée peut s'écrire $n \log C_1 - \log C_2 = \log K$ ; pour la vérifier, on porte en abscisses $\log C_2$, en ordonnées $\log C_1$ : tant que la concentration n'est pas très grande, on obtient des droites dont le coefficient angulaire donne $n$. — $n$ varie de 1,36 pour KCl à 1,55 pour $AgAzO^3$.

Cette loi de dilution généralisée peut donner en solution concentrée, des valeurs du coefficient de dissociation électrolytique plus exactes que celles déduites des conductivités.

SVANTE ARRHENIUS. — Ueber die Aenderung der Starke schwacher Sauren durch Salzzusatz (Variation de la force des acides faibles par addition de sels). — P. 197-230.

L'application de la loi des masses actives à la dissociation électrolytique a soulevé un problème du plus haut intérêt ; tandis que les électrolytes faiblement dissociés obéissent à la loi, les électrolytes fortement dissociés s'en écartent complètement. Pour ceux-ci, si l'on calcule la concentration des ions $C_1$ et la concentration de la

(1) Les mesures tonométriques ont été faites sous la pression atmosphérique et par conséquent à des températures voisines du point d'ébullition de chaque dissolvant ; les coefficients de dissociation se rapportent donc à des températures différentes et ne sont pas comparables. J. G.

(2) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 630 ; 1903.

partie non dissoc iée $C_2$ d'après les mesures de conductibilité, la formule d'Ostwald $\frac{C_1^2}{C_2} = K$ donne pour K des valeurs non plus constantes, mais rapidement croissantes avec la concentration. On est conduit à se demander si la constante de dissociation des acides faibles, très sensiblement constante sans addition de corps étrangers, ne devient pas variable quand on ajoute des électrolytes fortement dissociés, par exemple des sels? Dans ce cas, la constante de dissociation devrait être considérée comme une fonction de la concentration du sel.

Les actions catalytiques, telles que l'inversion du sucre de canne, permettent de déterminer directement la quantité des ions H en liberté; on peut ainsi calculer le degré de dissociation des acides faibles et par suite la constante de dissociation K. Arrhénius détermine la vitesse d'inversion par quelques acides faibles — acétique, formique et phosphorique — en présence de différents sels neutres. L'action directe du sel et la formation possible de produits d'addition entre l'acide et le sel donnent lieu à quelques corrections en partie déterminées expérimentalement, en partie calculées. Toutes corrections faites, il reste encore une action directe du sel neutre sur l'acide, action qui s'explique par une augmentation de la constante de dissociation; elle correspond tout à fait à l'accroissement de la constante de dissociation des sels, quand on ajoute une nouvelle quantité du même sel. Cette action est d'autant plus grande que le sel et l'acidesont plus dissociés.

D'après cela, il est vraisemblable que la loi de dilution d'Ostwald n'est rigoureusement vraie pour aucun corps; pour les acides ou bases faibles, elle est très approchée; mais les écarts augmentent avec la constante de dissociation et deviennent énormes pour les corps très fortement dissociés (acides forts, bases fortes et sels). Dans les recherches sur la conductibilité des mélanges de sels, on vérifie très approximativement que l'état de dissociation d'un électrolyte ne dépend que de la concentration totale des ions, toutes les conditions extérieures restant les mêmes.

En partant de la formule de dilution des sels donnée par Van't Hoff, Arrhénius établit la condition pour que les ions et la partie non dissociée d'un électrolyte soient en équilibre et satisfassent à la loi des masses actives.

Le fait que la solubilité d'un sel peu soluble diminue quand on

ajoute un de ses ions, s'explique facilement si l'on admet que l'addition d'un sel étranger diminue notablement la solubilité de la partie non dissociée de sel peu soluble. Cette hypothèse est conforme à l'expérience.

H. GOLDSCHMIDT. — Die Reaktionsgeschwindigkeit in heterogenen Systemén (Vitesse de réaction en système hétérogène). — P. 235-250.

L'auteur étudie théoriquement et expérimentalement la saponification de l'acétate d'éthyle dissous dans la benzine, en présence des solutions aqueuses : 1° d'acide chlorhydrique ; 2° de baryte.

C.-H. WIND. — Zur Gibbsschen Phasenregel (Sur la règle des phases de Gibbs). P. 390-397.

Gibbs, Planck ont donné des démonstrations de la loi des phases déduites par le calcul de théories très spéciales. Nernst, Bancroft ont donné des démonstrations plus simples, basées sur des faits généraux, mais en certains points leurs conclusions ne sont pas satisfaisantes. L'auteur se propose de donner une démonstration simple, générale et précise ; il se trouve d'ailleurs que J.-P. Kuenen vient de donner une démonstration basée sur le même principe.

En partant du principe de Clausius, d'après lequel tout changement entraîne une augmentation d'entropie, on établit facilement la loi fondamentale suivante : dans un système en équilibre formé d'un nombre quelconque de corps ou de phases homogènes, toute transformation possible dans un sens ou dans l'autre entraîne une relation thermodynamique entre les variables qui définissent chaque phase (température, pression et composition moléculaire relative). Le degré de liberté du système sera égal au nombre V des variables indépendantes, diminué du nombre C des conditions thermodynamique exigées par la loi précédente. Évaluons séparément C et V.

Soit $A = \alpha_1 + \alpha_2 + ... + \alpha_\varphi$ le nombre total des constituants distincts dans les $\varphi$ phases. Entre ces constituants, il peut se produire un certain nombre $k$ de réactions chimiques, correspondant, d'après la loi fondamentale à $k$ conditions thermodynamiques ; $n = A - k$ sera le nombre des constituants indépendants du système.

Les transformations que peut subir le système, en outre des réactions chimiques déjà considérées, serait le passage d'un cons-

tituant d'une phase dans une autre. Si un constituant entre dans $p$ phases, il peut donner lieu à $p - 1$ transformations semblables ; chacune de ces transformations, par rapport à laquelle il y a équilibre dans le système, correspond d'après la loi fondamentale à une condition thermodynamique : de là un nombre ;

$$C = (p_1 - 1) + (p_2 - 1) + \dots + (p_n - 1) = p_1 + p_2 + \dots + p_n - n,$$

de conditions thermodynamiques.

Mais $p_1 + p_2 + \dots + p_n$ représente le nombre total A' des constituants, distincts ou non, dans toutes les phases ;

$$C = A' - n \qquad \text{ou} \qquad C + n = A'.$$

D'autre part, pour définir chaque phase, il faut connaître la température, la pression et le rapport des nombres de molécules des composants indépendants.

Pour une phase contenant $\beta$ constituants, il y a $\beta - 1$ rapports semblables, en sorte que le nombre des variables indépendantes sera pour le système entier

$$V = (\beta_1 - 1) + (\beta_2 - 1) \dots + (\beta_\varphi - 1) + 2,$$

ou

$$V = \beta_1 + \beta_2 + \dots + \beta_\varphi - \varphi + 2.$$

Mais $\beta_1 + \beta_2 + \dots + \beta_\varphi$ représente, comme $p_1 + p_2 \dots + p_n$, le nombre total A' des constituants distincts ou non dans toutes les phases.

On a donc :

$$V = A' - \varphi + 2 \qquad \text{ou} \qquad V + \varphi - 2 = A'.$$

En égalant les deux valeurs de A', on a :

$$V + \varphi - 2 = C + n,$$
$$V - C = n + 2 - \varphi.$$

C'est la règle de Gibbs ; l'auteur l'applique à différents systèmes chimiques et électrochimiques.

J. Guinchant.

---

## LE RAYONNEMENT HERTZIEN DU SOLEIL ET L'INFLUENCE DE L'ACTIVITÉ SOLAIRE SUR LE MAGNÉTISME TERRESTRE;

Par M. Ch. NORDMANN (1).

I. — Les idées des astronomes du milieu du siècle dernier, d'après lesquelles le soleil ne nous enverrait que des radiations qui impressionnent la rétine et la plaque photographique, se sont aujourd'hui bien modifiées. La méthode bolométrique, notamment entre les mains d'observateurs comme Langley, à établi que le spectre solaire se prolonge très loin dans l'infra-rouge, de telle sorte que, même si on adopte pour la représentation du spectre l'échelle logarithmique (qui avantage pourtant les petites longueurs d'onde), la partie actuellement connue du spectre solaire calorifique occupe une étendue prépondérante. Depuis M. Rubens a découvert les « rayons restants » de longueur d'onde plus grande encore; ces travaux, après tant d'autres, confirmaient la justesse des idées de Maxwell, qui attribue la lumière à un phénomène électromagnétique, et il m'a paru que, puisqu'il n'y a pas de base philosophique pour une distinction physique entre le rayonnement physique et le rayonnement hertzien, on peut *à priori* considérer comme une hypothèse extrêmement vraisemblable que la photosphère émet des ondes hertziennes.

D'autres considérations, indépendantes, celles-ci, de toute conception théorique, m'ont confirmé dans cette manière de voir :

Chaque fois que dans notre atmosphère des perturbations mécaniques violentes se produisent (cyclones, dépressions brusques, etc.), des décharges électriques ont lieu qui tendent à rétablir l'équilibre rompu des couches de niveau. Or les photographies du soleil montrent que les *grains de riz* qui constituent la photosphère et dont chacun a une étendue souvent plus grande que la France, sont animés de mouvements si rapides que l'aspect des clichés varie sensiblement d'une minute à l'autre et que les cyclones terrestres les plus

(1) Communication faite à la Société française de physique : Séance du 20 novembre 1903.

formidables n'ont que des vitesses infimes en comparaison. Pareillement la chromosphère et les protubérances (partie basse de l'atmosphère solaire) sont, comme le montre le spectroscope, sujettes à de constantes et violentes éruptions. Or tous ces mouvements des gaz solaires doivent engendrer des décharges électriques semblables à celles de nos orages, mais incomparablement plus intenses.

Ce n'est pas seulement l'étude oculaire et photographique du soleil, qui montre qu'elle est le siège de décharges électriques violentes. Dès 1873, MM. Tacchini et Delarive l'ont montré [1] par des considérations déduites de l'analyse spectrale; Fizeau, en 1891 [2], a appuyé ces idées de preuves nouvelles que les recherches les plus récentes sur les agents de la luminescence des gaz n'ont fait que confirmer; enfin M. Deslandres a déduit de l'étude du spectre et des formes variées des protubérances éruptives que celles-ci sont illuminées électriquement et sont produites par des décharges analogues à celles des orages terrestres [3].

Or dans ces décharges intenses de l'atmosphère solaire il doit se produire des ondes hertziennes, comme celles de nos orages atmosphériques (que MM. Popoff en Russie, Tommasina en Suisse, Fényi en Autriche, etc., enregistrent régulièrement à l'aide d'antennes et de radioconducteurs), mais incomparablement plus intenses. On sait, d'autre part, que la fréquence et l'intensité des protubérances et l'agitation de la surface solaire sont intimement liées à la présence sur le soleil de taches et de facules; l'intensité de décharges électriques dans le soleil doit donc en dépendre directement.

De tous ces faits j'ai été amené à déduire logiquement la proposition suivante :

*Le soleil doit émettre des ondes hertziennes, et cette émission doit être particulièrement intense dans les régions et aux époques de la plus grande activité solaire, c'est-à-dire dans les régions des taches et des facules et au moment du maximum des taches solaires.*

Cette proposition a certes le caractère d'une hypothèse, et il en sera ainsi jusqu'au jour où l'on aura pu enregistrer expérimentalement des radiations hertziennes d'origine nettement solaire. Peut-être ce jour n'arrivera-t-il jamais, car des causes naturelles (l'action

---

(1) *Memorie della Societa degli Spettroscopisti Italiani*, 1873.
(2) *C. R.*, 1891, p. 353.
(3) *Annales du Bureau des Longitudes*, t. VI C., *passim*.

fortement absorbante des couches raréfiées de l'atmosphère supérieure) tendent à arrêter complètement avant qu'elles arrivent au niveau du sol les ondes électromagnétiques venant de l'espace; et les tentatives expérimentales faites jusqu'ici dans ce sens et parmi lesquelles je rappelle les expériences que j'ai exécutées, en 1901, sur le Mont-Blanc (1), ont, de ce fait, été condamnées à l'insuccès.

Faut-il pour cela rejeter la proposition énoncée plus haut? Il semble au contraire qu'elle s'impose à l'esprit. Car non seulement elle est déduite immédiatement de l'étude expérimentale du soleil et de faits d'observation indépendants de ceux qu'elle veut expliquer, non seulement elle n'est en contradiction avec aucun fait connu, mais, et je pense que cela ressortira au cours de ce travail, elle explique, semble-t-il, et coordonne simplement des phénomènes restés pour la plupart fort obscurs jusqu'ici, malgré leur importance, sans que l'examen approfondi des faits d'observation se trouve une seule fois, à ma connaissance, en désaccord avec les conséquences de cette hypothèse; enfin elle synthétise, en quelque sorte, en les rattachant à une cause unique, des phénomènes divers et multiples, qui jusqu'ici formaient autant de problèmes distincts et sans lien apparent.

II. — Nous venons de voir comment la période undécennale des taches solaires doit faire varier le rayonnement hertzien du soleil. Avant d'aborder l'étude des phénomènes magnétiques et des aurores boréales, qui sont comme on sait sous la dépendance de cette période de taches (étude qui fait l'objet principal de ce mémoire), il m'a paru indispensable de savoir si le rayonnement calorifique du soleil est également influencé par la période des taches, et quelle est cette influence qui doit se manifester, si elle existe, par des variations de température moyennes annuelles de la terre.

Depuis le mémoire bien connu de Köppen (2), paru en 1873, il n'avait pas été publié de travail d'ensemble sur la question. J'ai entrepris de combler cette lacune en étudiant systématiquement les données thermométriques de ces trente dernières années. Il résultait du travail de Köppen que la courbe des variations des tempéra-

---

(1) Voir pour le détail de ces expériences le Mémoire étendu qui paraîtra prochainement dans les *Annales de l'Observatoire de Nice*.

(2) Koppen, *Zeitschrift der Oesterreich. Gesellschaft für Meteorologie*, p. 241 et 157; 1873.

tures moyennes annuelles n'affecte une allure régulière que dans les stations tropicales, et que, pour les régions extérieures aux tropiques, cette courbe devient complètement irrégulière, de sorte qu'il est impossible de reconnaître une allure périodique quelconque (1). Je n'ai donc utilisé que les données des stations tropicales pendant la période étudiée (1870 à 1900). Mais, comme c'est surtout depuis une trentaine d'années que les observations météorologiques se sont partout systématisées et répandues, j'ai eu à ma disposition des matériaux beaucoup plus étendus que ceux dont disposait Köppen.

Je me bornerai à résumer ici les résultats que j'ai obtenus, renvoyant, pour plus de détail, à un mémoire complet sur ce sujet qui paraîtra prochainement (2). Les courbes (*fig.* 1) représentent graphiquement le résultat de ce travail :

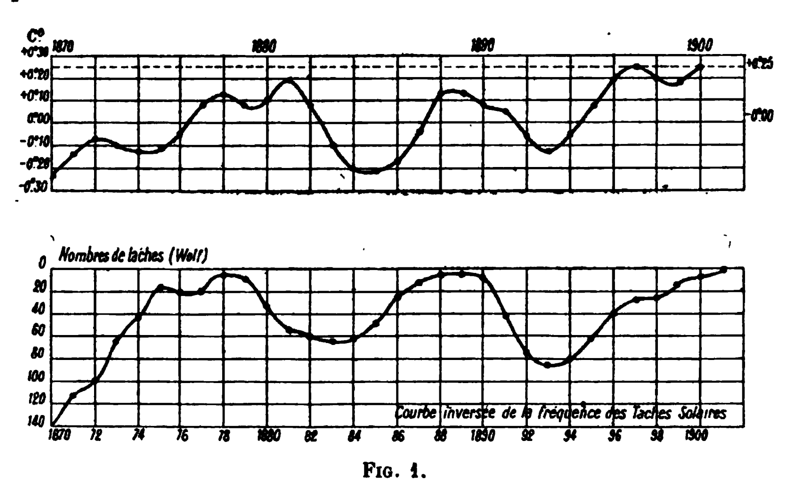
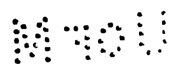



Fig. 1.

Au premier regard, le parallélisme d'allure de ces deux courbes apparaît frappant; une discussion détaillée des nombres qui ont servi à les construire m'a montré que ce parallélisme se poursuit jusque dans les détails. Je me bornerai ici à faire la remarque suivante, qui résume et renferme implicitement la plupart des résultats de cette discussion :

(1) On pouvait, en quelque sorte, prévoir ce résultat, car les régions tropicales sont caractérisées par un climat très régulier, tandis que, lorsqu'on se rapproche des pôles, et dès qu'on a dépassé les tropiques, les variations accidentelles de la température deviennent très importantes et ont une amplitude énormément plus grande que la faible variation périodique qu'il s'agit de déceler.

(2) Dans les *Annales de l'Observatoire de Nice*.



Considérons les 2 1/2 périodes de la courbe des températures en prenant, comme origine des ordonnées, l'ordonnée marquée $+ 0^{\circ},25$ (qui correspond à l'année 1900, où le nombre des taches fut très voisin de 0), et comptons les ordonnées à partir de cette origine, positivement dans le sens négatif; si nous employons le symbole $\delta\theta$ pour désigner les ordonnées ainsi considérées, on voit que $\delta\theta$ représente en quelque sorte ici, pour chaque année (et toutes choses égales d'ailleurs), la différence entre ce que serait la température de l'année s'il n'y avait pas de tache et ce qu'elle est en réalité. Faisons maintenant la moyenne des ordonnées de la portion de cette courbe correspondant à la première demi-période des taches (1870 à 1881) et multiplions cette moyenne par le nombre des années de cette demi-période, ce qui revient en somme à prendre l'intégrale de la courbe en 1870 et 1881 ; prenons de même l'intégrale de la courbe pour la période de 1881 à 1889, puis pour celle de 1889 à 1900, et calculons de même les intégrales correspondantes de la courbe inversée des taches solaires, les ordonnées étant de même prises positivement dans le sens négatif à partir de l'ordonnée : nombre de taches = o. Si le symbole $\delta T$ désigne le nombre des taches, on obtient une double série de trois nombres, que reproduit le tableau suivant avec, en regard les valeurs correspondantes du rapport $\dfrac{\int \delta\theta}{\int \delta T}$

| Périodes | $\int_{t_1}^{t_2} \delta\theta$ | $\int_{t_1}^{t_2} \delta T$ | $\dfrac{\int_{t_1}^{t_2} \delta\theta}{\int_{t_1}^{t_2} \delta T}$ |
|---|---|---|---|
| $t_1 = 1870$, $t_2 = 1881$ $\frac{1}{2}$ période de $\theta$... | 297 | 567 | 0,52 |
| $t_1 = 1881$, $t_2 = 1889$ 1 période de $\theta$... | 216 | 492 | 0,44 |
| $t_1 = 1889$, $t_2 = 1900$ 1 période de $\theta$... | 167 | 300 | 0,55 |

On a donc :

$$\frac{\int_{t_1}^{t_2} \delta\theta}{\int_{t_1}^{t_2} \delta T} = 0,5 \pm 0,06 = C^{te} \text{ (sensiblement).}$$

Il y a donc une proportionnalité remarquablement constante (étant donné toutes les causes d'erreurs qui interviennent dans les observations thermométriques courantes) entre le nombre total de taches solaires d'une part, et la somme de diminutions des températures annuelles d'autre part, pendant chacune des périodes successives considérées.

En définitive, je puis énoncer la loi suivante, conforme à ce qu'avait annoncé Köppen :

*La température terrestre moyenne subit une période égale à celle des taches du soleil; l'effet des taches est de diminuer la température terrestre moyenne, c'est-à-dire que la courbe qui représente les variations de celle-ci est parallèle à la courbe inverse de la fréquence des taches solaires* (1).

III. — Les observations dans les stations magnétiques du monde entier ont mis nettement en évidence pour tous les éléments et dans tous les lieux du globe :

1° Une période diurne (*solar diurnal variation*, comme disent les Anglais), dont les phases sont intimement liées avec l'angle horaire du soleil;

2° Une variation annuelle de cette période diurne, telle que l'amplitude de celle-ci est bien plus grande en été qu'en hiver dans notre hémisphère et inversement dans l'hémisphère sud;

3° Une période de la variation diurne identique à celle des taches solaires, et telle que l'amplitude est plus grande lors du maximum que lors du minimum des taches;

4° L'existence de jours et de périodes de perturbations magnétiques irrégulières et d'orages magnétiques sur une grande portion du globe, plus nombreux d'ailleurs et d'une amplitude plus grande lors du maximum de taches solaires que lors du minimum.

Je me propose de montrer que les propositions établies ci-dessus paraissent devoir jeter une quelque clarté sur les circonstances qui produisent ces variations si complexes et si mystérieuses du magné-

(1) J'ai déduit cette loi de la discussion des observations des stations tropicales, qui seules présentent un régime suffisamment régulier pour pouvoir y déceler une variation d'aussi faible amplitude ; il semble qu'on peut légitimement l'appliquer à toute la surface de la terre, car on ne conçoit pas comment une variation de rayonnement solaire pourrait produire certains effets sur la température de la moitié environ de la surface de la terre (la portion comprise entre les tropiques est égale à 0,4 de la surface totale) sans agir dans le même sens sur le reste.

tisme terrestre. D'abord j'examinerai plus particulièrement ce qui concerne les variations régulières des éléments magnétiques (période diurne, annuelle, undécennale). Puis j'étudierai les perturbations et les orages magnétiques.

A. *Variation diurne*. — Gauss, dans son célèbre mémoire, *Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus*, a exprimé le potentiel à la surface de la terre en une série harmonique de 24 termes; il a montré également que, si les composantes horizontales de la force magnétique étaient connues sur toute la surface de la terre, on pourrait en déduire l'expression du potentiel sans qu'il soit nécessaire de connaître la composante verticale, et il établit comment la connaissance de cette dernière pouvait permettre de distinguer dans l'expression du potentiel les termes qui dépendent d'une cause extérieure de ceux qui dépendent d'une action intérieure à la terre.

Il y a quelques années, M. Arthur Schuster a appliqué cette méthode à l'étude de la période diurne de l'aiguille aimantée, et les deux mémoires étendus qu'il a publiés à ce sujet [1] (et auxquels, pour plus de détails, les limites de cet article m'obligent à renvoyer le lecteur) établissent nettement, sans faire aucune hypothèse sur la nature physique des forces qui produisent la variation diurne, et sans d'ailleurs nous donner aucune indication sur le caractère physique de ces forces, que CELLES-CI SONT EXTÉRIEURES A LA TERRE.

La conclusion de M. Schuster, qui est une première et précieuse indication pour le sujet qui nous occupe est, aujourd'hui, irréfutablement admise.

Si nous examinons maintenant, au point de vue purement physique, quels peuvent être les agents qui produisent la période diurne magnétique, nous allons pouvoir resserrer le problème dans des limites plus précises.

Les principales hypothèses qui ont été proposées pour l'expliquer sont :

1° *Une action magnétique du soleil*. — Parmi les objections que soulève cette explication, signalons celles-ci : il n'est pas certain tout d'abord que le soleil soit magnétique, car les analogies terrestres ont montré expérimentalement que, aux hautes températures, la matière perd toute propriété magnétique et, étant donné la décroissance de l'action magnétique proportionnelle au cube de la distance,

---

(1) *Phil. Mag.*, XXI, p. 349; — *Phil. Trans.*, I, p. 467; 1889.

on calcule que le globe solaire devrait avoir une intensité moyenne d'aimantation plus de 10.000 fois plus grande que celle de l'aimant terrestre pour produire une variation du magnétisme terrestre sensible à nos appareils.

D'ailleurs Chambers et Lloyd ont tous deux montré par des méthodes distinctes et fort simples (1) que, même dans l'hypothèse d'un soleil suffisamment magnétique, il est impossible de rendre compte, par une action directe de cet astre, des particularités qualitatives de la période diurne ; nous verrons d'ailleurs plus loin que lord Kelvin a démontré qu'une action pareille directe du soleil ne peut pas expliquer non plus les perturbations magnétiques. Cette hypothèse est donc à rejeter.

2° *Théorie de Faraday.* — Partant de la découverte faite par lui que l'oxygène est magnétique et que ses propriétés magnétiques diminuent quand on le chauffe, Faraday a montré que le soleil doit, en chauffant successivement les portions de l'atmosphère terrestre qui l'ont à leur zénith, produire un déplacement des lignes de force magnétique de la terre, qui agit corrélativement sur l'aiguille aimantée. Faraday expliquait de cette manière la période diurne de celle-là ; il a développé cette idée dans une série de mémoires (2), et un grand nombre de savants l'ont adopté depuis. Il est certain que cette explication, séduisante par sa simplicité, rend compte fort bien, comme l'a montré Faraday, des particularités de la période diurne aux divers lieux du globe en phase et en direction, c'est-à-dire *qualitativement*.

J'ai entrepris de soumettre cette idée à un critérium *quantitatif*, à l'aide de données qui manquaient à Faraday et qui ont été fournies par des travaux récents.

Faraday, sans d'ailleurs avoir examiné numériquement la question, pensait que si peut-être la perméabilité magnétique des couches inférieures de l'atmosphère n'était pas assez grande pour expliquer la grandeur des effets observés, celle des couches supérieures devait être bien plus grande, à cause de leur température plus basse, et devait, malgré la distance de ces couches à l'aiguille aimantée, expliquer suffisamment l'amplitude des variations de celle-ci.

Or on sait actuellement que la susceptibilité magnétique K d'un gaz est liée à sa pression P et à sa température absolue par la formule

---

(1) *Proc. Royal British Acad.*, feb. 22 ; 1858 ; — *Phil. Trans.* ; 1863.
(2) *Phil. Trans.*, 1851. — I. *On Atmospheric Magnetism.*, p. 42-79 et 85-131.

suivante (formule de Curie), où B est une constante :

$$K = \frac{BP}{\theta^2}.$$

A la température normale et pour l'air à la pression atmosphérique :

$$K = +0,027 \cdot 10^{-6}.$$

Pour résoudre le problème que je me suis posé, il faut trouver comment varie le rapport $\frac{P}{\theta^2}$ quand on s'élève dans l'atmosphère.

Or M. Teisserenc de Bort a publié [1] des nombres et des diagrammes qui représentent les températures à différentes hauteurs dans l'atmosphère et à toutes les époques de l'année, telles qu'elles résultent des données de plus de cent ascensions de ballons-sondes munis d'enregistreurs. A l'aide des nombres de M. Teisserenc de Bort, j'ai calculé les hauteurs moyennes auxquelles se trouvent respectivement les isothermes 0° C., — 25° C., — 40° C, — 50° C. (l'isotherme + 18° C. étant par hypothèse au niveau de la mer). La valeur de la pression correspondant à la hauteur moyenne des isothermes considérées est donnée sensiblement par la formule de Laplace (dans laquelle on peut supprimer le terme hygrométrique, qui ne produit que des corrections négligeables ici).

Le tableau suivant, où j'ai mis en regard les valeurs correspondantes de $\frac{P}{\theta^2}$ et celles de K, synthétise mes résultats :

| $t°$ centigrade | $\theta°$ absolu | Z (altitude moyenne correspondante) | P | $\frac{P}{\theta^2} \cdot 10^{-5}$ | K |
|---|---|---|---|---|---|
| + 18° | 291° | 0m | 760mm | 897 | $+ 0,027 \cdot 10^{-6}$ |
| — 25 | 248 | 6.100 | 351 | 571 | $+ 0,017 \cdot 10^{-6}$ |
| — 40 | 233 | 8.200 | 261 | 481 | $+ 0,014 \cdot 10^{-6}$ |
| — 50 | 223 | 10.000 | 148 | 298 | $+ 0,009 \cdot 10^{-6}$ |

Il ressort nettement de ce tableau que, contrairement à ce que croyait Faraday, *la susceptibilité magnétique de l'air atmosphérique diminue à mesure qu'on s'élève*. Elle diminue même assez vite, puisqu'elle est déjà réduite du tiers de sa valeur lorsqu'on a dépassé la moitié de la masse atmosphérique, et que, lorsqu'on atteint l'altitude

(1) *C. R.*, XXIX, p. 417.

où celle-ci est réduite à $\frac{1}{5}$, la susceptibilité magnétique n'est plus égale qu'à $\frac{1}{3}$ de sa valeur au niveau du sol.

Dans ces conditions, je peux montrer facilement que l'influence des propriétés magnétiques de l'atmosphère sur le champ terrestre est d'ordre absolument infime.

Si on considère en effet la susceptibilité magnétique de l'atmosphère comme uniforme et égale partout à sa valeur près du sol (ce qui, comme on vient de le voir, est une valeur maxima extrême), et si on envisage, en un lieu de la terre, la portion de l'atmosphère située au dessus comme un cylindre de dimensions extrêmement grandes, l'induction maxima produite par le champ terrestre H, à l'intérieur de ce cylindre, est dans les conditions les plus favorables.

$$\mathcal{H}_1 = \mathcal{H}(1 + 4\pi K),$$

(en réalité l'aiguille aimantée est non à l'intérieur, mais à la base de ce cylindre, où l'induction est encore plus faible).

Dans les conditions les plus favorables à la théorie de Faraday et qui sont des conditions limites maxima, l'effet de l'atmosphère est d'augmenter le champ terrestre de $\mathcal{H} \times 4\pi K$. Or en France la valeur de la force totale du champ terrestre est environ 0,466 C. G. S.

La fraction maxima de cette valeur due à l'atmosphère est donc :

$$\delta\mathcal{H} = 0{,}466 \times 4\pi \times 0{,}027 \,.\, 10^{-6} = 0{,}1412 \,.\, 10^{-6}.$$

Or, d'après Faraday, ce sont les variations de la valeur de $\mathcal{H}$ due au rayonnement solaire qui produiraient la période diurne de l'aiguille aimantée. Si nous supposons que la chaleur due au rayonnement du soleil dans l'atmosphère devienne capable, à un moment donné, non seulement de diminuer dans une certaine proportion la valeur de la susceptibilité magnétique de l'air, mais même de l'annuler complètement, le champ terrestre serait au maximum diminué de $0{,}141 . 10^{-6}$ (1). Or la période diurne produit (les années de minima des taches, c'est-à-dire lorsqu'elle est elle-même minima) une variation du champ terrestre égale à $0{,}21 .\ 10^{-3}$, c'est-à-dire 1.500 fois plus

(1) Cette variation ne pourrait être décelée par nos appareils les plus sensibles tant elle est infime.

grande que celle qui se produirait si la susceptibilité magnétique de l'atmosphère était tout d'un coup annulée.

*Les propriétés magnétiques de l'atmosphère ne peuvent donc avoir que des effets infimes sur le champ magnétique terrestre et en particulier elles ne peuvent produire qu'une fraction complètement négligeable de la période diurne de l'aiguille aimantée.*

Il semble donc que la théorie de Faraday doive être abandonnée.

3° *Action des courants telluriques.* — Nous ne rappelons que pour mémoire la théorie d'après laquelle la période diurne serait due aux courants qui circulent dans l'écorce terrestre. Les travaux de M. Schuster, que nous avons rappelés plus haut et dont les résultats sont inconciliables avec cette théorie, suffiraient à la faire rejeter. D'ailleurs Airy a montré (1), par une discussion détaillée, qu'il n'y a aucune connexion entre la période diurne de l'aiguille aimantée et les variations des courants telluriques, que l'on enregistre d'une manière continue à Greenwich et en d'autres stations.

Comme Faraday déjà l'avait entrevu, il semble incontestable que le soleil joue un rôle important dans la production de la période diurne ; tous les caractères de celle-ci le prouvent : d'une part, le fait, comme nous le verrons tout à l'heure, qu'elle est affectée par les variations de l'activité solaire et par la position de la terre sur l'écliptique, d'autre part aussi le fait que la période diurne en un lieu a toute son amplitude pendant les heures de la plus grande insolation (de 9 h. du matin à 3 h. du soir), tandis que l'aiguille aimantée ne varie que très peu le reste de la journée et la nuit; ce qui démontre que l'agent de cette variation a une intensité qui varie comme l'insolation.

C'est, d'autre part, Balfour Stewart qui a émis l'idée que la période diurne serait produite par des courants électriques circulant dans l'atmosphère et sur lesquelles agirait le soleil par son rayonnement calorifique. Mais nous allons voir que, sous cette forme, cette conception soulève de graves objections. Tout d'abord peut-il exister des courants galvaniques dans l'atmosphère supérieure ? Il n'est pas douteux que les mouvements de convection des couches atmosphériques élevées doivent, sous l'influence de l'induction par la terre, y engendrer des forces électromotrices. Mais, vu la faible valeur du champ terrestre,

(1) *Phil. Trans.*, CLX, p. 226.

celles-ci doivent être extrêmement faibles par unité de longueur, comme le montre le calcul. Et d'autre part on sait [1] que le passage de l'électricité à travers les gaz raréfiés ne peut se produire normalement qu'à partir d'une différence de potentiel minima, qui est toujours assez grande et de beaucoup supérieure à celle que peut produire l'induction par le champ terrestre dans l'atmosphère. C'est ce que M. J.-J. Thomson et M. Bouty notamment ont établi. Balfour Stewart pensait que c'est l'augmentation de température produite par le soleil dans l'atmosphère supérieure, qui permettrait à des courants galvaniques de s'y manifester ; mais cette explication n'est pas admissible, car il est démontré actuellement [2] que la différence de potentiel explosive diminue, il est vrai, sous l'influence de la température, mais de quantités très faibles et reste elle-même *très grande* tant qu'on n'atteint pas la température du rouge. D'ailleurs, si cette hypothèse était exacte, la période diurne devrait avoir sa plus grande amplitude, lors du minimum des taches solaires, puisque la chaleur rayonnée par le soleil est, comme je l'ai montré plus haut, maxima à ce moment. *Or c'est le contraire qui a lieu.*

La proposition établie au début de cet article va nous permettre d'examiner la question à un autre point de vue et de démontrer la possibilité dans l'atmosphère supérieure de courants galvaniques assez intenses : on sait qu'un gaz raréfié qui, normalement, ne laisserait passer le courant que sous des forces électromotrices très élevées, devient, à condition d'être parcouru par une décharge auxiliaire, apte à conduire un courant dont la force électromotrice est aussi faible qu'on veut. Ce résultat a été étendu, et il a été montré que, lorsqu'un gaz est parcouru par des ondes hertziennes, il se laisse traverser par un courant de force électromotrice extrêmement faible [2]. Donc :

*Sous l'influence des ondes hertziennes émanées du soleil, les couches supérieures de l'atmosphère redeviennent aptes à laisser passer les courants produits par l'induction terrestre, et l'intensité de ces courants doit varier en un lieu comme l'insolation et redevenir très faible quand le soleil est sous l'horizon.*

Ayant ainsi démontré la possibilité de courants électriques circu-

---

(1) Voir notamment, à ce sujet, les beaux travaux de M. Bouty.

(2) *Righi*, *Rend. della R. Acad. dei Lincei*, 7 nov. 1897 ; — et *Rend. della R. Acad. di Bologna*, 29 mai 1898.

lant dans l'atmosphère supérieure et dont l'intensité est régie par le rayonnement solaire, on peut se demander quelles doivent être la direction et l'intensité de ces courants en chaque lieu, pour expliquer les phases de la période diurne. Or on trouve, en appliquant la loi d'Ampère, qu'il existe une infinité de systèmes de courants répondant à cette condition. Le problème est donc indéterminé sous cette forme et admet un grand nombre de solutions. Il appartient à l'avenir de déterminer quelle est celle qui correspond le mieux à la réalité physique ; pour cela, il faudra que, par l'étude approfondie du baromètre et de la direction des vents aux grandes altitudes, on ait augmenté nos connaissances si minimes jusqu'ici sur les mouvements de convection des hautes couches de l'atmosphère.

B. *Variation annuelle.* — Si ma conception de la variation diurne est exacte, l'amplitude de celle-ci doit, en chaque lieu, varier avec l'intensité de l'insolation, c'est-à-dire avec les saisons : cette amplitude doit avoir sa plus grande valeur en été dans l'hémisphère nord et en hiver dans l'hémisphère sud et a sa valeur minima en hiver dans notre hémisphère et en été dans l'autre. *Or l'observation vérifie point pour point ces conséquences de ma théorie.* On a, en effet, depuis longtemps universellement constaté ce caractère de la période diurne dans les deux hémisphères.

A titre d'exemple je donne ci-dessous, pour chacun des mois de l'année 1895, l'amplitude moyenne de la période diurne de l'aiguille de déclinaison, résultant des observations faites dans une station de chaque hémisphère.

| | Nice | Batavia |
|---|---|---|
| Janvier | 5′7 | 29′0 |
| Février | 7′3 | 29′3 |
| Mars | 11′4 | 21′7 |
| Avril | 13′5 | 15′2 |
| Mai | 13′2 | 15′4 |
| Juin | 14′6 max. | 14′7 min. |
| Juillet | 13′1 | 17′2 |
| Août | 11′3 | 19′3 |
| Septembre | 10′9 | 22′5 |
| Octobre | 10′2 | 25′9 |
| Novembre | 6′9 | 26′4 |
| Décembre | 5′2 | 25′3 |
| Moyenne annuelle | 10′3 | 21′9 |

Les autres éléments montrent dans leur période diurne une variation annuelle analogue.

Cet exemple montre également que la période diurne a une amplitude toujours plus grande à Batavia qu'à Nice. Si, au lieu de Batavia, nous avions considéré une station (telle que Hobarton) dont la latitude sud fût égale à la latitude nord de Nice, on aurait trouvé que la valeur moyenne annuelle de la période diurne de la déclinaison y est sensiblement la même qu'à Nice. Il y a là une loi générale, comme le montre l'observation : l'amplitude moyenne de la période diurne de la déclinaison diminue à mesure qu'on s'éloigne de l'équateur. Or c'est la composante horizontale H du magnétisme terrestre, qui maintient l'aiguille de déclinaison dans sa position normale, et l'on sait que la valeur de H diminue dans les deux hémisphères en s'éloignant de l'équateur (elle est en effet en C. G. S. 0,374 à Bombay ; 0,232 à Rome ; 0,223 à Perpignan ; 0,196 à Saint-Maur ; 0,184 à Greenwich, etc.) Puisque, d'autre part, l'amplitude moyenne de la variation diurne de la déclinaison diminue quand on s'éloigne de l'équateur, il s'ensuit nécessairement et *a fortiori que l'agent de la variation diurne doit avoir en moyenne sa plus grande intensité à l'équateur*. Ce qui est complètement d'accord avec ce que faisait prévoir ma théorie : l'insolation ayant en moyenne son intensité maxima dans les régions équatoriales, il s'ensuit en effet que, toutes choses égales d'ailleurs, l'intensité des courants électriques de l'atmosphère et par suite l'amplitude moyenne de la course diurne de la déclinaison doit avoir la plus grande valeur à l'équateur.

C. *Variation undécennale*. — Ici l'influence du soleil se manifeste d'une manière beaucoup plus nette encore. Depuis les travaux de Lamont, qui signala le parallélisme entre la valeur de la période diurne de la déclinaison et le nombre des taches solaires, ce rapport a été partout et sans cesse confirmé par les observations, et il a été étendu à tous les éléments magnétiques ; ces faits sont aujourd'hui incontestés; c'est donc uniquement à titre d'exemple que nous reproduisons ci-dessous, d'après M. Moureaux, la valeur des variations diurnes moyennes de trois éléments pendant une récente période de douze années, avec en regard les nombres relatifs correspondants de taches solaires.

*Variation diurne des éléments magnétiques et nombre de taches solaires de 1887 à 1898.*

| | Déclinaison | Composante horizontale | Composante verticale | Force totale | Nombre de taches (Wolf) |
|---|---|---|---|---|---|
| 1887...... | 8′4 | 26 | 19 | 24 | 13.1 |
| 1888...... | 7′8 | 24 | 18 | 22 | 6.8 |
| 1889...... | 7′2 | 20 | 18 | 21 | 6.3 |
| 1890...... | 7′8 | 23 | 18 | 22 | 7.1 |
| 1891...... | 9′2 | 30 | 23 | 30 | 35.6 |
| 1892...... | 10′3 | 39 | 25 | 34 | 73.0 |
| 1893...... | 11′2 | 37 | 25 | 34 | 84.9 |
| 1894...... | 10′6 | 37 | 24 | 33 | 78.0 |
| 1895...... | 10′0 | 34 | 22 | 29 | 64.0 |
| 1896...... | 9′0 | 30 | 22 | 28 | 41.8 |
| 1897...... | 8′1 | 25 | 18 | 24 | 26.2 |
| 1898...... | 8′2 | 24 | 19 | 23 | 26.7 |

Malgré la netteté des faits, établie depuis longtemps d'une manière convaincante, malgré l'intérêt que la question a suscité dans tous les esprits, l'explication rationnelle du mécanisme de ce rapport, qui lie ainsi les mouvements de la surface solaire à ceux de nos aiguilles aimantées, a paru jusqu'à ces derniers temps inabordable; si bien qu'en 1892 lord Kelvin pouvait écrire à ce propos : « Jusqu'ici tous les efforts tentés dans cette direction ont été infructueux. »

Il est clair en effet que tant qu'on n'a considéré le soleil que comme capable, en dehors de la gravitation, d'agir à travers l'espace interplanétaire uniquement par son rayonnement calorifique et lumineux, la question ne pouvait faire un pas. Il est impossible d'expliquer ces actions par un effet de température; j'ai examiné plus haut, à propos de la période diurne, quelques-unes des objections qui conduisent à exclure complètement l'idée d'un effet de ce genre. La considération des phénomènes électriques qui se produisent dans le soleil m'ont conduit logiquement à déduire de toutes les circonstances reconnues par l'analyse optique et spectrale du soleil et des analogies de la météorologie électrique terrestre comme une chose infiniment probable que le soleil émet des radiations hertziennes et que celles-ci doivent avoir leur plus grande intensité lors du maximum de l'activité solaire. Il semble que ceci, qui nous a déjà permis de jeter quelque lumière sur la période diurne magnétique, résout d'une manière fort simple le problème de la variation undécennale de cette période.

Il est évident en effet que l'intensité des courants galvaniques de

l'atmosphère supérieure varie comme l'intensité des ondes électromagnétiques reçues du soleil. *La période diurne de l'aiguille aimantée doit donc avoir sa plus grande amplitude lors de la plus grande activité solaire et sa plus faible valeur lors du miminum des taches.*

C'est en effet ce qu'établit l'observation.

D. *Orages magnétiques.* — La relation qui lie l'activité solaire à la période diurne de l'aiguille aimantée se précise d'une manière encore plus remarquable avec des phénomènes d'un caractère bien différent : les perturbations magnétiques. Parmi les perturbations qu'on observe, il en est qui paraissent d'origine purement locale et terrestre et sont enregistrées à une station donnée, sans qu'on les perçoive à une autre très voisine ; elles n'ont d'ailleurs jamais qu'une faible amplitude ; je n'en parlerai pas ici. D'autres, et c'est le plus grand nombre, ont des caractères bien différents. Elles se produisent fréquemment pendant une période de calme magnétique, et débutent brusquement et avec une grande violence pour les trois éléments ; leur amplitude est souvent très grande ; elle dépasse souvent celle de la période diurne et peut atteindre jusqu'à 1/20 de l'intensité totale du magnétisme terrestre ; de plus, et c'est surtout ce qui les caractérise, *elles se produisent simultanément en des stations très éloignées et débutent avec une égale brusquerie au même instant physique sur tous les points du globe.*

Or on a depuis longtemps observé qu'il y a un parallélisme complet entre la fréquence moyenne de ces perturbations et celle des taches du soleil : la relation de cause à effet de ces deux ordres de phénomènes est incontestée, et de nombreux travaux, depuis ceux de Sabine jusqu'à ceux plus récents de W. Ellis (1) Sidgreaves (2), etc., l'ont mise hors de doute.

Pour avoir une indication précise sur le caractère exact de cette relation, le seul moyen rationnel était l'étude systématique des perturbations isolées et des taches correspondantes. Or voici ce que démontre une pareille étude :

1° Existe-t-il une relation entre l'apparition des perturbations et la position des taches correspondantes sur le disque solaire ? Des opinions contradictoires ont été émises sur ce point. Tandis que M. Marchand (3) a conclu de ces observations que les principales

(1) *Monthly Notices of Roy. Astroph. Society*, t. LII, p. 191.
(2) *The Observatory*, t. XXIV, p. 39.
(3) *C. R.*, 10 janvier 1887.

perturbations coïncident toujours avec le passage d'un groupe de taches ou de facules au méridien central du soleil, M. Veeder, au contraire ([1]), a trouvé une coïncidence parfaite entre les perturbations et l'apparition de taches ou de facules au bord est du soleil. M. Tacchini, enfin, a soutenu que la position de la région active sur le disque solaire est indifférente.

Or c'est M. Tacchini qui a raison sans que d'ailleurs les opinions de MM. Verder et Marchand cessent de renfermer une part de vérité : M. G.-E. Hale a montré en effet ([2]), par l'étude de ses clichés spectrohéliographiques, qu'il y a une grande probabilité pour que les années de grande activité solaire — et ce sont ces années que MM. Marchand et Veeder ont étudiées — une facule au moins existe toujours au méridien central ou au bord est du soleil. Sur cent quarante-deux clichés pris en 1892 par M. Hale, dix seuls ne montraient pas de facules. Comme d'autre part le nombre de groupes de facules sur le disque solaire est indépendant de la longitude héliocentrique de la terre, il en résulte qu'aux années de grande activité solaire la probabilité qu'à un instant donné un ou plusieurs groupes de facules se trouveront sur un méridien quelconque du soleil est 93 0/0. Enfin, dans un travail étendu et récent([3]), M. Sidgreaves, utilisant dix-huit années d'observations solaires et magnétiques interrompues à l'observatoire de Stonyhurstr a montré que des nombres à peu près égaux de perturbations correspondent à l'existence de centres d'activité, soit au méridien central, soit au bord est, soit au bord ouest du soleil.

2° Tous les observateurs s'accordent à reconnaître que la grandeur et l'importance des perturbations magnétiques dépendent beaucoup de l'état plus ou moins grand d'*activité* des taches correspondantes : fréquemment de grandes taches, lorsqu'elles sont calmes, existent sans qu'il se produise d'orage magnétique ; en revanche l'aiguille aimantée est parfois violemment perturbée lorsqu'il n'y a que des taches petites, mais qui sont le siège d'une vive agitation : on décèle celle-ci soit par l'étude directe (visuelle ou photographique), qui montre des variations rapides de la configuration photosphérique au point du disque considéré, soit par l'étude spectrale où les mou-

---

([1]) *Astronomy and Astrophysics*, p. 331 ; 1892.
([2]) *C. R.*, CXVI, p. 240.
([3]) *Loc. cit.*

vements radiaux violents de la basse atmosphère du soleil se manifestent par l'aspect distordu des raies vers le rouge ou le violet.

3° Il est une autre question, à tous égards essentielle et sur laquelle cependant les astronomes n'avaient pas jusqu'ici suffisamment porté leur attention : c'est celle de la *vitesse avec laquelle les perturbations du soleil se transmettent au magnétisme terrestre.* J'ai entrepris, par l'étude détaillée et parallèle de tous les documents magnétiques et des observations solaires de la seconde partie du siècle dernier, d'apporter, dans la mesure du possible, un éclaircissement sur ce point si important.

Ce n'est que depuis une quinzaine d'années environ que l'on possède en France et dans quelques pays un enregistrement continu des phénomènes magnétiques. Quant au soleil, l'étude CONTINUE de sa surface n'est réalisée nulle part ; on ne l'observe d'une manière un peu suivie que dans quelques observatoires d'Europe et d'Amérique, c'est-à-dire que pendant douze heures par jour, nous n'avons aucun renseignement sur ce qui se passe dans le soleil. Nous n'avons eu d'autre part, depuis vingt ans, que deux époques d'activité solaire, vers 1881 et vers 1892, et ce n'est que pour cette dernière que l'on possède, en Europe et en Amérique, l'enregistrement continu des perturbations magnétiques. Pour toutes ces raisons, le champ de cette recherche était singulièrement limité.

Enfin, et pour éviter toute cause d'erreur, toute équivoque dans l'interprétation des faits, j'ai volontairement laissé de côté tous les phénomènes d'activité solaire d'ailleurs nombreux, dont on n'a pas rigoureusement observé le DÉBUT, tous ceux qui ne se sont pas manifestés d'une manière BRUSQUE et pour ainsi dire instantanée. Des considérations exposées il résulte que la probabilité pour qu'une manifestation soudaine d'activité ainsi caractérisée, se produisant sur le soleil, soit observée sur un point de la terre, est évidemment très faible.

On peut ainsi résumer le résultat de ce travail (je renvoie pour le détail et la discussion systématique des observations à mon mémoire détaillé des *Annales de l'observatoire de Nice*).

*Chaque fois que l'on a observé une perturbation violente et* SOUDAINE *de la surface solaire et dont le début a été nettement enregistré, cette perturbation a été accompagnée sur toute la terre de perturbations magnétiques également soudaines et dont le début a nettement coïncidé avec la minute où l'on a observé le début de la*

*perturbation solaire.* De plus, chaque fois, les perturbations magnétiques ont été observées dans diverses stations éloignées les unes des autres au même instant physique, et elles ont été caractérisées par l'inflexion subite et abrupte donnée simultanément à leur début aux courbes des trois éléments (ce qui, comme l'ont montré Sabine et Ellis, caractérise les perturbations d'origine cosmique).

Il s'en suit que, dans les limites des erreurs d'observations (dont j'ai discuté l'influence dans mon mémoire détaillé), LES PERTURBATIONS SOLAIRES SE TRANSMETTENT A NOTRE MAGNÉTISME AVEC LA VITESSE DE LA LUMIÈRE.

Nous pouvons, avec ces éléments résultant de l'observation, examiner maintenant les diverses théories qui ont été proposées de l'action immédiate du soleil sur le magnétisme terrestre.

M. Arrhénius a proposé d'expliquer les perturbations magnétiques et les aurores boréales par des particules chargées négativement, qui, repoussées loin du soleil par la pression de radiation (pression de Maxwell-Bartoli), arriveraient jusque dans les hautes régions de l'atmosphère et s'y déchargeraient. J'examinerai d'une façon détaillée cette théorie dans un autre article, à propos des aurores boréales (car c'est plus spécialement à propos de ces derniers phénomènes que M. Arrhénius a développé son ingénieuse hypothèse). Je me contenterai ici de remarquer que cette théorie ne peut guère, semble-t-il, expliquer la relation entre les taches et les perturbations magnétiques, car, en attribuant aux particules de M. Arrhénius, la plus grande vitesse qu'elles puissent posséder, sous l'action de la pression de radiation solaire, et dans les conditions les plus favorables d'après l'auteur lui-même, le calcul montre qu'il leur faudrait au moins seize heures pour nous parvenir du soleil, c'est-à-dire un temps incomparablement plus grand que celui qui résulte, comme on vient de le voir, de l'observation des phénomènes.

Donc (en dehors de la doctrine d'une action magnétique directe du soleil, sur laquelle nous reviendrons tout à l'heure) deux théories restaient en présence : celle qui est basée sur l'hypothèse d'un rayonnement cathodique émané du soleil, et qui a été émise par Goldstein et développée sur divers points par MM. Deslandres et Birkeland (et que j'appellerai pour abréger *théorie cathodique*) et celle que j'ai proposée et que j'appellerai *théorie hertzienne.*

Si nous comparons aux résultats de l'observation les conséquences

logiques de ces deux théories, on trouve ce qui suit. L'observation a établi, comme on l'a vu plus haut, que :

1° *Les orages magnétiques sont produits par des perturbations actives de la surface solaire.* L'émission des rayons cathodiques (dans les idées de Goldstein), comme celles des ondes hertziennes (voir ci-dessus, § I), doit, en effet, être particulièrement intense dans ces conditions. Ici donc les deux théories sont également d'accord avec les faits ;

2° *La longitude héliocentrique des centres d'activité solaire n'a pas d'influence sur la production des perturbations magnétiques*, c'est-à-dire que l'agent solaire des perturbations magnétiques se propage également dans toutes les directions, à partir du point du soleil où il a pris naissance. Ici encore, la *théorie hertzienne* est bien d'accord avec les faits. (On sait, en effet, que les ondes hertziennes produites par une décharge se propagent indifféremment dans tous les sens, quelle que soit l'orientation de la décharge.) Il n'en est pas de même pour la *théorie cathodique ;* comme l'ont indiqué M. Goldstein (1), puis M. Deslandres (2), les rayons cathodiques doivent dans leur hypothèse être émis normalement à la surface solaire, suivant un faisceau très limité. M. Goldstein (3) a même indiqué qu'on pourrait dans cette limitation du faisceau cathodique solaire (et à laquelle ne correspond, lorsque la distance augmente, qu'une diminution très faible d'intensité) chercher l'explication de la grandeur des effets produits dans certains cas par le soleil sur notre magnétisme. De son côté M. Deslandres a indiqué (4), suivant ses propres expressions, « une « conséquence de cette théorie, qui se prête à une vérification ; les « variations passagères d'éclat des comètes doivent correspondre au « passage de fortes taches près de la ligne qui joint la comète au « centre du soleil ». Or non seulement cette vérification n'a jamais été faite, en ce qui concerne les comètes, mais la preuve du contraire a été faite, pour ce qui est des perturbations magnétiques ; puisqu'il résulte des observations (voir ci-dessus) que le nombre et la grandeur des perturbations magnétiques sont indépendants de la position des centres d'activité du soleil, par rapport au méridien de cet astre, contrairement à ce qui devait avoir lieu, si la *théorie cathodique*

---

(1) *Wied. Ann.*, XII, p. 266 ; 1881.
(2) *C. R.*, CXXVI, p. 1325.
(3) *Loc. cit.*
(4) *Loc. cit.*, p. 1326.

était exacte. Je montrerai dans mon prochain article que l'étude, non plus seulement des perturbations magnétiques isolées, mais de leur fréquence et des périodes de celle-ci, conduit à des résultats identiques;

3° *Les perturbations solaires se transmettent dans les limites des erreurs d'observations au magnétisme terrestre avec la vitesse de la lumière.*

On sait que les ondes hertziennes ont précisément cette vitesse, ce qui tend à confirmer la *théorie hertzienne.* En est-il de même pour la *théorie cathodique?* On peut admettre avec beaucoup de vraisemblance, d'après la théorie actuelle des rayons cathodiques, que ceux-ci, lorsqu'ils sont produits sous une différence de potentiel suffisante, doivent se propager avec une vitesse voisine de celle de la lumière; en fait, leur plus grande vitesse mesurée jusqu'ici expérimentalement, ne dépasse pas 100.000 kilomètres par seconde. Il n'en reste pas moins que : 1° Pour que des rayons cathodiques produits par les décharges électriques de la surface solaire puissent se propager vers l'extérieur dans l'espace, il faudrait que le champ électrique de l'atmosphère solaire ait le même sens que celui de la terre (les expériences de M. Villard, sur le champ antagoniste et la chute de potentiel à la cathode et la théorie des rayons cathodiques ont établi, en effet, que la propagation des rayons cathodiques est rapidement arrêtée par un champ antagoniste, de valeur égale à la chute de potentiel qui a engendré ces rayons). Or il est évident que la différence de potentiel des décharges de l'atmosphère solaire ne peut être qu'inférieure ou à la limite égale à la valeur du champ électrique de cette atmosphère, puisque les décharges sont dues aux perturbations de ce champ lui-même; 2° Or tous ceux [MM. Deslandres(1), Siemens(2), Arrhénius (3)], qui ont étudié la question du champ électrique de l'atmosphère solaire, ont été amenés à conclure, des considérations les plus différentes, que ce champ doit avoir un sens opposé à celui de la terre (on sait que dans celui-ci les potentiels augmentent à mesure qu'on s'élève au-dessus du sol), et s'opposer par suite à toute propagation de rayons cathodiques vers l'extérieur. On sait, au contraire, que la propagation des

(1) *Annales du Bureau des Longitudes*, V, C, p. 71.

(2) *Sitzungsber. derk. preussisch Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, t. XXVI, 1883.

(3) *Rev. Gén. des Sciences*, p. 69; 1902.

ondes hertziennes se fait avec la même vitesse dans toutes les directions, et quel que soit le champ électrique.

La *théorie cathodique* semble donc en défaut.

En 1892, à la Société Royale de Londres, lord Kelvin s'est demandé si, « guidé par la théorie électromagnétique de la lumière et la théorie ondulatrice de la force magnétique, on ne pourrait pas espérer résoudre le problème, pendant depuis cinquante ans, de l'action magnétique directe du soleil sur les orages magnétiques terrestres, quoique jusqu'ici tous les efforts tentés dans cette direction aient été infructueux (¹) ». Et l'illustre savant s'est livré à ce sujet à une discussion célèbre, sur l'action possible du soleil considéré comme un aimant. Au cours de cette discussion, lord Kelvin a étudié une perturbation donnée (relativement peu intense d'ailleurs), d'origine nettement cosmique, c'est-à-dire enregistrée simultanément par les enregistreurs de divers points du globe, dont il s'était procuré les courbes.

A l'aide de ces documents, lord Kelvin a calculé que les variations d'intensité des divers éléments pendant cette perturbation (qui dura quelques heures) représentaient de la part de l'agent d'origine solaire un travail moyen de $12 \times 10^{35}$ ergs par seconde, c'est-à-dire environ 364 fois l'énergie totale du rayonnement solaire (qui est environ $3{,}3 \times 10^{33}$ ergs par seconde). Et lord Kelvin conclut de la sorte : « Ainsi, dans les huit heures de cet orage magnifique, qui fut relativement modéré, il faudrait que le soleil ait produit, sous forme d'ondes magnétiques, autant d'énergie qu'il en produit régulièrement sous forme de lumière et de chaleur rayonnées dans l'espace, en quatre mois. Ce résultat me paraît exclure complètement (is absolutely conclusive against) l'hypothèse que les orages magnétiques terrestres sont dus intrinsèquement à une action magnétique directe du soleil ou à n'importe quelle action dynamique directe de cet astre.

La conclusion de lord Kelvin et sa démonstration semblent absolument irréfutables; tout le monde les admet actuellement. Ainsi pas plus pour les perturbations magnétiques que pour la période diurne des trois éléments (comme nous l'avons vu) la théorie d'une action magnétique directe du soleil n'est soutenable.

(¹) *Proced. of the Roy. Society*, LII, p. 303 ; 1892-1893.

Grâce à la conception d'un rayonnement solaire hertzien, je vais pouvoir, semble-t-il, examiner la question sous un autre jour, et montrer que, dans les perturbations magnétiques, l'effet du soleil doit être simplement, et grâce à une énergie initiale relativement faible, de produire, par une sorte de déclenchement, la mise en jeu de forces qui existent à l'état latent sur notre globe; de même que dans la télégraphie, un courant électrique très faible est capable, grâce à l'intermédiaire du relai, de produire des effets mécaniques relativement considérables; ou pour employer une comparaison encore plus adéquate à ma conception : de même que, dans la télégraphie sans fil, des ondes hertziennes extrêmement faibles, grâce à l'action du cohéreur, peuvent mettre en jeu une quantité d'énergie très grande et disproportionnée avec l'intensité minime des ondes excitatrices, car cette énergie peut être aussi grande que l'on veut et ne dépend que du nombre des éléments de pile mis en circuit avec le cohéreur.

Nous avons vu déjà, à propos de la période diurne, que Righi (1) et d'autres ont montré que les gaz raréfiés passent, sous l'influence des ondes hertziennes, d'une résistance pratiquement infinie à une résistance extrêmement faible, et que lorsque un tube à gaz raréfié est mis en circuit avec une pile et un galvanomètre, celui-ci restant au zéro, l'aiguille est violemment déviée si on produit des ondes hertziennes dans le voisinage (ce tube se comportant comme une sorte de radioconducteur). Quelque chose d'identique doit se produire dans l'atmosphère : quand, comme nous l'avons établi, par l'effet des perturbations brusques de la surface solaire, le rayonnement hertzien du soleil devient bien plus intense, la conductibilité des couches atmosphériques supérieures est notablement augmentée, et l'effet des courants électriques qui y circulent, sur nos aiguilles aimantées devient lui-même très grand. Non seulement, comme nous venons de le voir, tous les caractères généraux des perturbations solaires et magnétiques concordent avec cette manière de voir, mais les particularités mêmes des orages magnétiques semblent parfaitement d'accord avec elle. D'une part, en effet, on a démontré, [Schmidt notamment (2)] que les perturbations magnétiques sont, comme la période diurne, dues à une cause extérieure à la surface de la terre. D'autre part les caractères si particuliers des courants tel-

(1) *Loc. cit.*
(2) *Meteorologische Zeitschrift*, XVI, 385-397; 1899.

luriques que l'on enregistre, à Greenwich et à Saint-Maur entre autres, simultanément avec les perturbations, sont conformes à notre conception et sont expliqués par elle : il suffit de jeter un coup d'œil sur les courbes qui représentent les variations de ces courants telluriques, et en regard sur les courbes magnétiques correspondantes, pour voir que les courants telluriques ont tous les caractères de courants induits [1] : ils sont d'autant plus intenses que les *variations* des mouvements de l'aiguille aimantée sont plus *brusques*, et ils n'ont aucun rapport comme intensité avec l'*amplitude* des mouvements de l'aiguille. M. Ellis était déjà arrivé à cette conclusion par l'étude détaillée des courbes telluriques de Greenwich [2], c'est-à-dire que, pas plus pour les perturbations que pour la période diurne, les courants telluriques ne sont l'agent des variations de l'aiguille aimantée ; mais ils sont induits par cet agent.

Enfin il semble que cette conception de l'action solaire sur la production des perturbations magnétiques explique simplement l'allure hachée et irrégulière des courbes magnétiques au moment des perturbations (on sait, comme le montre l'étude de ces courbes, que l'aiguille aimantée est animée alors de mouvements successifs, irréguliers, se suivant fréquemment en *sens inverse* dans l'espace de quelques minutes) : en effet, l'intensité des ondes hertziennes émises lors d'une perturbation solaire doit être très variable comme celle des décharges électriques produites par cette perturbation ; selon que ces ondes sont plus ou moins intenses, elles pénètrent plus ou moins profondément, avant d'être absorbées, dans l'atmosphère inférieure, et rencontrant des couches successives où la direction des mouvements de convection diffère, il s'ensuit que la direction et le sens des courants électriques, dont l'intensité subitement accrue agit sur l'aiguille aimantée, peuvent eux-mêmes varier rapidement.

Dans un prochain article, j'étudierai l'application aux « Aurores Boréales » des notions établies au cours de celui-ci.

---

(1) C'est aussi à cette conclusion qu'étaient déjà arrivés B. Stewart (*Philos. Trans.*, 1861) et le P. Secchi, qui a constaté (Voir *C. R.*, LXXV, p. 1638) « que, lorsque les mouvements et appareils magnétiques se prolongent aux époques des perturbations et lorsque ces mouvements arrivent *sans secousses*, le galvanomètre n'accuse pas la présence de courants telluriques ».

(2) *Proc. Royal Society*, LII, p. 191-212.

## RECHERCHES SUR LES RAYONS *n* (1);

(*Suite*)

Par M. R. BLONDLOT.

### I

*Renforcement des impressions lumineuses, par les rayons n* (2). — En étudiant l'emmagasinement des rayons *n* par différents corps, j'ai eu l'occasion d'observer un phénomène inattendu. J'avais les yeux fixés sur une petite bande de papier faiblement éclairée, éloignée de moi d'environ 1 mètre ; une brique, dont l'une des faces avait été insolée, ayant été approchée latéralement du faisceau lumineux, la face insolée tournée vers moi et à quelques diamètres de mes yeux, je vis la bande de papier prendre un plus grand éclat ; lorsque j'éloignais la brique, ou lorsque je tournais vers moi la face non insolée, le papier s'assombrissait. Afin d'écarter toute possibilité d'illusion, je disposai à demeure une boîte fermée par un couvercle et revêtue de papier noir : c'est dans cette boîte complètement close que l'on plaçait la brique, et, de cette façon, le fond obscur sur lequel la bande de papier se détachait demeurait rigoureusement invariable ; l'effet observé resta le même. L'expérience peut être variée de différentes manières : par exemple, les volets du laboratoire étant presque clos et le cadran de l'horloge fixée au mur assez faiblement éclairé pour que, à la distance de 4 mètres, on l'entrevoie tout juste sous la forme d'une tache grise sans contours arrêtés, si l'observateur, sans changer de place, vient à diriger vers ses yeux les rayons *n* émis par une brique ou un caillou préalablement isolés, il voit le cadran blanchir, distingue nettement son contour circulaire, et peut même parvenir à voir les aiguilles ; lorsque l'on supprime les rayons *n*, le cadran s'assombrit de nouveau. Ni la production ni la cessation de ce phénomène ne sont instantanées.

Comme, dans ces expériences, l'objet lumineux est placé très loin de la source de rayons *n*, et comme d'ailleurs, pour que l'expérience réussisse, il faut que ces rayons soient dirigés non vers cet objet,

(1) Voir pour le commencement de ces recherches : *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 333, 481, 549, 551 ; 1903 ; — et t. III, p. 5 ; 1904.

(2) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXVII, p. 831 ; 23 nov. 1903.

mais vers l'œil, il s'ensuit qu'il ne s'agit pas ici d'une augmentation de l'émission d'un corps lumineux sous l'influence des rayons *n*, mais bien du renforcement de l'action perçue par l'œil, renforcement dû aux rayons *n* qui se joignent aux rayons de lumière.

Ce fait m'étonna d'autant plus que, comme la moindre couche d'eau arrête les rayons *n*, il semblait invraisemblable qu'ils pussent pénétrer dans l'œil, dont les humeurs renferment plus de 98,6 0/0 d'eau (Lohmeyer) ; il fallait que la petite quantité de sels contenue dans ces humeurs les rendît transparentes pour les rayons *n*. Mais alors de l'eau salée devait, selon toute probabilité, être elle-même transparente ; l'expérience prouve qu'elle l'est en effet : tandis qu'une feuille de papier mouillé arrête totalement les rayons *n*, l'interposition d'un vase en verre de Bohême de 4 centimètres de diamètre, rempli d'eau salée, les laisse passer sans affaiblissement sensible. Une très faible quantité de chlorure de sodium suffit pour rendre l'eau transparente.

Il y a plus : l'eau salée emmagasine les rayons *n*, et, dans les expériences décrites plus haut, on peut remplacer la brique par un vase en verre mince, rempli d'eau salée, et préalablement insolé : l'effet est très marqué. Il est bien dû à l'eau salée, car le vase vide n'en produit aucune. C'est là un exemple unique d'un phénomène de phosphorescence dans un corps liquide ; il est vrai que les longueurs d'onde des rayons *n* sont très différentes de celles des rayons lumineux, ainsi qu'il résulte de mesures que je compte décrire incessamment.

Un œil d'un bœuf tué de la veille, débarrassé de ses muscles et des tissus adhérents à la sclérotique, se montra transparent pour les rayons *n* dans toutes les directions, et devenait lui-même actif par l'insolation ; c'est l'emmagasinement des rayons *n* par les milieux de l'œil qui est la cause des retards observés tant à l'établissement qu'à la cessation des phénomènes de renforcement.

L'eau de la mer et les pierres exposées au rayonnement solaire emmagasinent des rayons *n* qu'elles restituent ensuite. Il est possible que ces actions jouent dans certains phénomènes terrestres un rôle resté jusqu'ici inaperçu. Peut-être aussi les rayons *n* ne sont-ils pas sans influence sur certains phénomènes de la vie animale ou végétale.

Voici encore quelques observations relatives au renforcement des rayons lumineux par les rayons *n*.

Il suffit, pour que ce phénomène se produise, que les rayons *n* atteignent l'œil n'importe comment, même latéralement; ceci semble indiquer que l'œil de l'observateur se comporte comme un accumulateur de rayons *n*, et que ce sont les rayons accumulés dans les milieux de l'œil qui viennent agir sur la rétine conjointement avec les rayons lumineux.

Il importe peu dans ces expériences que les rayons *n* soient émis par un corps préalablement insolé, ou que ce soient des rayons primaires, produits par exemple par une lampe Nernst.

L'hyposulfite de soude, soit à l'état solide, soit dissous dans l'eau, constitue un puissant accumulateur de rayons *n*. Cette propriété semble s'étendre à un très grand nombre de substances.

II

*Émission des rayons n par les corps comprimés ou en état d'équilibre moléculaire contraint* (1). — M. le Professeur A. Charpentier ayant bien voulu me tenir au courant de recherches d'ordre physiologique qu'il poursuit actuellement concernant les rayons *n* (2), ces expériences firent naître en moi l'idée d'examiner si certains corps n'acquerraient pas par la compression la propriété d'émettre des rayons *n*. A cet effet, je comprimai, au moyen d'une presse de menuisier, des morceaux de bois, de verre, de caoutchouc, etc., et je constatai immédiatement que ces corps étaient en effet devenus, *pendant la compression*, des sources de rayons *n* : approchés d'une petite masse de sulfure de calcium phosphorescent, ils en augmentent l'éclat, et ils peuvent aussi servir à répéter les expériences qui montrent le renforcement qu'éprouve l'action exercée sur la rétine par la lumière, lorsque des rayons *n* viennent agir en même temps sur l'œil.

Ces dernières expériences peuvent se faire très simplement : les volets d'une chambre ayant été formés de façon à laisser juste assez de lumière pour qu'une surface blanche se détachant sur un fond sombre, par exemple le cadran d'une horloge, apparaisse à l'observateur situé à 4 mètres ou 5 mètres comme une tache grise sans contours arrêtés, si, une canne étant placée en avant des yeux, on vient à la plier, on voit la surface grise blanchir; si on laisse la canne se redresser,

(1) *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, t. CXXXVII, p. 962; décembre 1903.

(2) Voir *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXVII, p. 1277; décembre 1903.

la surface redevient sombre. Au lieu de la canne, on peut employer une lame de verre, que l'on fléchit soit à l'aide de la presse dont on se sert pour montrer dans les cours que le verre devient biréfringent par la flexion, soit simplement avec les mains. Avec un degré d'éclairement convenable, que l'on obtient par quelques tâtonnements, ces phénomènes sont aisément visibles. Ils ne sont pas instantanés, j'en ai donné précédemment la raison ; il importe absolument de tenir compte de ce retard quand on veut étudier ces phénomènes ; c'est lui sans doute qui est cause qu'ils n'ont pas été aperçus depuis longtemps.

Je fus alors conduit à me demander si les corps qui sont d'eux-mêmes dans un état d'équilibre interne contraint n'émettraient pas de rayons *n*. C'est ce que l'expérience démontre en effet : les lames bataviques, l'acier trempé, le laiton écroui par le martelage, du soufre fondu à structure cristalline, etc., sont des sources *spontanées et permanentes* de rayons *n*. On peut par exemple répéter les expériences du cadran d'horloge en employant, au lieu du corps comprimé, un outil d'acier trempé, tel qu'un burin ou une lime, ou même un couteau de poche, sans les comprimer ni les plier aucunement ; de même il suffit d'approcher d'une petite masse de sulfure de calcium phosphorescent une lame de couteau ou un morceau de verre trempé pour en augmenter la phosphorescence. L'acier non trempé est sans action : un burin que l'on trempe et détrempe successivement est actif quand il est trempé et inactif quand il est détrempé. Ces actions traversent sans affaiblissement notable une plaque d'aluminium épaisse de $1^{cm},5$, un madrier de chêne épais de 3 centimètres, du papier noir, etc.

L'émission des rayons *n* par l'acier trempé paraît avoir une durée indéfinie : des outils de tour et une marque à cuirs datant du XVIIIe siècle, conservés dans ma famille et n'ayant certainement pas été trempés de nouveau depuis l'époque de leur fabrication, émettent des rayons *n* comme l'acier récemment trempé. Un couteau provenant d'une sépulture gallo-romaine située sur le territoire de Craincourt (Lorraine) et datant de l'époque mérovingienne, ainsi que l'attestent les objets que l'on y a trouvés (vases de verre et de terre, fibules, boucles de ceinturon, glaive dit *scramasax*, etc.), émet des rayons *n* tout autant qu'un couteau moderne. Ces rayons proviennent exclusivement de la lame; l'essai à la lime a montré qu'en effet la lame seule est trempée et que la soie qui était destinée à être fixée

dans un manche ne l'est pas [1]. L'émission des rayons $n$ par cette lame d'acier trempé persiste ainsi depuis plus de douze siècles et ne paraît pas s'être affaiblie.

La spontanéité et la durée indéfinie de l'émission de l'acier évoquent l'idée d'un rapprochement avec les propriétés radiantes de l'uranium, découvertes par M. H. Becquerel, et que les corps découverts depuis par M. et Mme Curie : radium, polonium, etc., présentent avec tant d'intensité. Toutefois les rayons $n$ sont certainement des radiations spectrales : ils sont émis par les mêmes sources que ces radiations, le Soleil en particulier, se réfléchissent, se réfractent, se polarisent, possèdent des longueurs d'onde bien déterminées, que j'ai mesurées. L'énergie que représente leur émission est vraisemblablement empruntée à l'énergie potentielle qui correspond à l'état contraint de l'acier trempé : cette dépense est sans doute extrêmement faible, puisque les effets des rayons $n$ le sont eux-mêmes, et cela explique la durée en apparence illimitée de l'émission.

Une lame de fer, que l'on plie de façon à lui imprimer une déformation permanente, émet des rayons $n$; mais l'émission cesse au bout de quelques minutes. Un bloc d'aluminium que l'on vient de marteler se comporte d'une manière analogue; mais la durée de l'émission est beaucoup plus courte encore. Dans ces deux cas, l'état de contrainte moléculaire est passager, et l'émission des rayons $n$ l'est aussi.

La torsion produit des effets analogues à ceux de la compression; l'extension semble au contraire sans effet.

(*A suivre.*)

---

## LE MOUVEMENT DE LA MATIÈRE DANS L'ÉTINCELLE ÉLECTRIQUE;

Par M. J. SEMENOV.

### I. — État actuel de la question.

§ 1. — C'est Davy qui, le premier, a étudié, dans ses détails, la décharge électrique dans l'air et dans les gaz raréfiés. Après

---

(1) Les Gaulois primitifs semblent ne pas avoir connu l'acier, car, au rapport de Polybe, leurs épées de fer ne piquaient pas et se pliaient dans les combats dès ces premiers coups. Le couteau dont il s'agit ici est d'origine gallo-romaine, et les Gallo-Romains avaient sans doute appris des Romains à fabriquer l'acier et à le tremper.

avoir constaté que « le vide de Boyle » est conducteur de l'électricité, mais que « le vide de Torricelli » ne l'est pas, il conclut que la matière pondérable est nécessaire à la propagation de l'électricité ([1]).

Toutes les recherches postérieures, notamment les expériences de Faraday, de Masson et de Hittorf, ont confirmé les conclusions si importantes de Davy.

§ 2. — MM. Schuster et Hemsalech ont étudié l'étincelle électrique au moyen du spectroscope et en la photographiant sur une pellicule tournante. Ils ont constaté que, au premier instant du passage du courant, l'étincelle n'est qu'un « trait de feu », qui, examiné au spectroscope, présente les raies de l'air. Ensuite les électrodes dégagent des vapeurs métalliques, qui entourent le « trait de feu » d'une « auréole ». Dans des conditions spéciales, ces vapeurs finissent par remplir tout l'espace entre les électrodes. Alors, on n'observe, au spectroscope, que les raies du métal correspondant. En outre, MM. Schuster et Hemsalech ont constaté, sur les photographies de l'étincelle, une différence notable entre le « trait de feu » et « l'auréole ». Sur les pellicules mobiles, le premier est toujours représenté par une ligne droite joignant les pôles, tandis que l'image de l'auréole est composée d'une série de traits s'éloignant des pôles sous un angle qui varie avec la vitesse de rotation de la pellicule. Ceci montre que la vapeur métallique incandescente, cause de l'auréole, est animée d'un mouvement de translation, dont la vitesse, d'après les déterminations de M. Schuster, est de l'ordre de 2 kilomètres à la minute. Quant au trait de feu, la vitesse des particules qui le constituent (en admettant qu'elles soient transportées d'un pôle à l'autre) doit être d'un autre ordre de grandeur.

On voit par là qu'il s'agit d'une différence essentielle entre l'auréole de l'étincelle et le trait de feu. L'auréole se produit à la suite du passage du courant électrique, tandis que le trait de feu est la trace lumineuse du courant lui-même. Il faut donc, pour pouvoir étudier ce courant, enlever à l'étincelle son auréole.

## II. — **Méthode d'expérience.**

§ 3. — Pour supprimer l'auréole, je faisais éclater des étincelles électriques entre deux flammes de gaz ou entre une flamme et une

---

([1]) *Ann. de Ch. et de Ph.*, 1822, t. XX.

électrode métallique ou encore entre deux électrodes métalliques séparées par une petite flamme de gaz d'éclairage [1]. Ce dernier procédé de recherche est fort commode pour l'étude spectroscopique des différentes parties d'une même étincelle. La *fig.* 1 représente le dispositif expérimental. Un excitateur micrométrique EE′, muni d'un

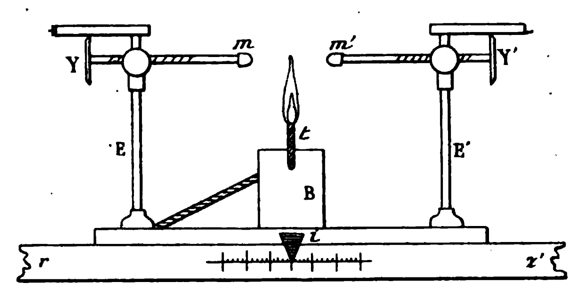



Fig. 1.

brûleur à gaz B, peut se déplacer sur une glissière *rr′*. L'index *i* permet de mesurer le déplacement de l'excitateur. Aux extrémités *m*, *m′* des tiges de l'excitateur sont vissées de petites électrodes en forme d'obus qui, au besoin, peuvent être remplacées très facilement. Le brûleur B est fixé à la planche de l'excitateur; il porte un petit tube *t* en laiton de 1 millimètre de diamètre intérieur. La position de la flamme entre les électrodes *m*, *m′* est réglée au moyen des deux vis micrométriques V et V′. La petite flamme, de 3 à 5 centimètres de hauteur, chauffe l'air entre les électrodes et augmente de la sorte sa conductibilité. Il s'ensuit que, même avec une capacité assez forte et une bobine de self-induction intercalée dans le secondaire de la bobine de Rhumkorff, on obtient des étincelles de 2 centimètres de longueur, très brillantes, très nourries, qui fournissent de beaux spectres.

L'image de l'étincelle est projetée, au moyen d'une lentille convergente, sur la fente verticale d'un spectroscope à vision directe, dont l'axe est perpendiculaire au plan EE′ de l'excitateur. Le spectroscope et la lentille de projection, une fois réglés, restent immobiles durant toute la série d'expériences. Dans ces conditions, en déplaçant l'excitateur de droite à gauche ou *vice versa*, au moyen d'une vis de rappel, on amène sur la fente du spectroscope l'image de la région voulue de l'étincelle. De cette façon, on peut mesurer

---

(1) Voir *Comptes Rendus*, 1902, mai, juin et juillet, et 1903, avril.

la longueur de la distance explosive, ainsi que les dimensions des différentes régions de l'étincelle.

Deux séries d'expériences ont été exécutées avec le dispositif qui vient d'être décrit.

### III. *Première série.* — **Élimination de l'auréole.**

§ 4. — Les métaux employés comme électrodes *m* et *m'* étaient le plomb, le zinc, le cadmium et l'étain. L'étincelle était produite par une bobine de Rhumkorff alimentée par 10 accumulateurs et dont le secondaire comprenait, en plus de l'excitateur ci-dessus mentionné, un condensateur et, au besoin, une bobine de self-induction. Sans celle-ci, l'étincelle, examinée au spectroscope, présente les caractères suivants : au voisinage de chacune des électrodes, on voit le spectre du métal correspondant, ainsi que les raies de l'air, le milieu ne fournissant que les raies de l'air. Ces particularités ressortent davantage lorsque le secondaire de la bobine d'induction comprend une self-induction. Dans ce cas, les raies de l'air disparaissent sur toute la longueur de l'étincelle. Il en est de même d'une partie des raies métalliques. Aussi, dans le spectroscope à vision directe que j'avais à ma disposition au laboratoire des recherches physiques de la Sorbonne, n'ai-je observé au milieu de l'étincelle aucune des raies de l'air ni de celles des électrodes employées. Cette région, complètement obscure pour le spectroscope, avait la longueur de 2 à 4 millimètres, la longueur totale de l'étincelle étant de 20 millimètres. Au voisinage des électrodes on n'aperçoit que celles des raies métalliques qui ne disparaissent pas avec la self-induction (Voir Hemsalech, Thèse de doctorat de la Faculté des sciences). Ces raies sont très brillantes à proximité des électrodes, mais leur éclat diminue graduellement de l'extrémité de l'étincelle vers son milieu où les raies disparaissent complètement, comme il a été dit plus haut.

§ 5. — L'aspect de l'étincelle, examinée à l'œil nu, est conforme aux résultats de l'analyse spectroscopique ; les deux électrodes *m* et *m'* sont réunies par un trait lumineux, rose violacé, très pâle, qui traverse la flamme. C'est le « trait de feu ». Ses deux extrémités sont entourées de petites auréoles *f* et *f'* sortant des électrodes, en forme de manchons évasés, comme on voit sur la *fig.* 2.

La couleur de ces deux auréoles, très brillantes, est caractéristique du métal employé.

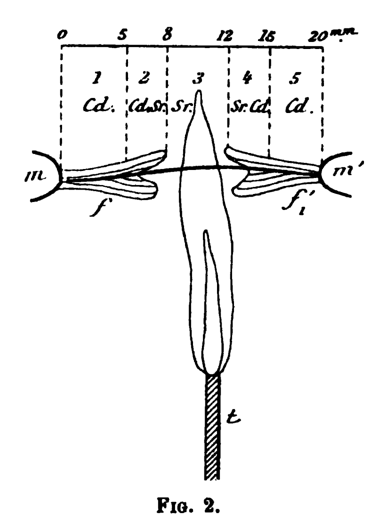


Fig. 2.

Il s'ensuit que la vapeur métallique, qui forme l'auréole, n'a pas assez de force vive pour résister au courant gazeux ascendant créé par la flamme de gaz. Ce courant enlève l'auréole du milieu de l'étincelle. Ce fait une fois constaté, il s'agit de préciser le caractère du mouvement des particules gazeuses dans le trait de feu de l'étincelle.

### IV. *Deuxième série.* — Spectroscopie du trait de feu.

§ 6. — Cette série d'expériences avait pour but de déceler dans le trait de feu le mouvement des particules le long du trait de feu dans le sens *mm'* ou *m'm*. Le dispositif expérimental restant le même que précédemment, la flamme de gaz était chargée d'un sel de strontium. En outre, afin d'augmenter la température de la flamme et l'intensité lumineuse du spectre du strontium, le gaz d'éclairage, avant son entrée dans le brûleur B, était mélangé avec de l'oxygène. Si, dans ces conditions, on projette l'image de la flamme sur la fente du spectroscope, on aperçoit le spectre du strontium, bien que son éclat soit très faible. Mais les raies de ce métal deviennent très brillantes aussitôt qu'on fait éclater l'étincelle. Le renforcement de

l'intensité lumineuse est très net, d'autant plus que les raies du spectre du strontium, dans la flamme, sont très longues. Elles traversent, en effet, de haut en bas, le champ du spectroscope, tandis que dans le spectre de l'étincelle toutes les raies demeurent courtes, occupant seulement la zone médiane du champ. Dès lors, quand le courant passe et que la bobine de self-induction est exclue du circuit, on voit dans la zone médiane du champ les raies de l'air et des raies très brillantes du strontium, raies dont les prolongements en haut et en bas sont à peine visibles. En déplaçant lentement l'excitateur à droite ou à gauche, on voit le spectre du strontium pâlir graduellement et céder la place au spectre du métal de l'électrode. Ainsi donc, en explorant l'étincelle d'un bout à l'autre, on y distingue cinq parties différentes, fournissant des spectres différents (Voir *fig.* 2). Voici la succession des phénomènes spectroscopiques qu'on obtient en promenant le spectroscope entre deux électrodes en *cadmium :* 1° spectre du cadmium seul ; 2° spectres du cadmium et du strontium ; 3° spectre du strontium seul ; 4° spectres du strontium et du cadmium et 5° spectre du cadmium seul. Je ne fais pas mention des raies de l'air, parce qu'elles sont communes à toutes les régions et qu'elles disparaissent de partout avec une self-induction convenable. Je note, en passant, la position des raies dites courtes. Sans self-induction, les doublets caractéristiques du cadmium et du zinc sont très brillants près des électrodes, jusqu'à la distance de 1 millimètre environ. On ne les observe plus au delà de cette limite. Une self-induction convenable les élimine complètement.

Ce qui vient d'être dit démontre que la vapeur de strontium n'est pas entraînée par l'étincelle. On a ainsi la preuve que la vitesse des particules du gaz incandescent du trait de feu est nulle suivant la ligne du courant de la décharge électrique.

## V. — Projection de la matière.

§ 7. — Par contre, cette vitesse n'est pas nulle dans les plans perpendiculaires à l'étincelle, ce qui résulte des expériences suivantes.

L'étincelle de la bobine d'induction jaillit entre une petite flamme de gaz et une lame métallique P (*fig.* 3). Le gaz arrive par un petit tube en laiton *t* de 1/2 millimètre de diamètre, taillé en biseau à son extrémité pour fixer l'étincelle. Cette dernière passe par la gaine extérieure de la flamme, comme on le voit sur la *fig.* 3, en

décrivant une courbe; le point *a* de cette courbe où la tangente est verticale est à peu près au niveau du sommet du cône intérieur de la flamme.

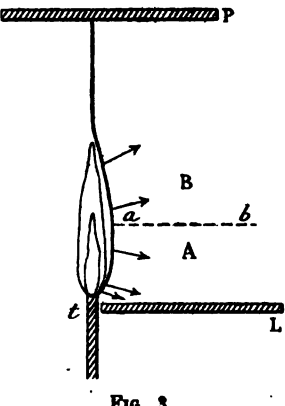



FIG. 3.

Un support spécial porte des lames de verre, dont l'une L est représentée sur la *fig.* 3 au bas de la flamme. Ces lames peuvent être placées verticalement ou horizontalement, comme la lame L, à des hauteurs différentes, à partir de 2 millimètres au-dessous du sommet du tube *t* jusqu'à la plaque P. La distance *t*P est de 8 centimètres.

§ 8. — Lorsqu'on fait passer la décharge pendant un certain temps, les lames de verre se recouvrent d'un dépôt dont le dessin change avec la position de la lame. C'est ainsi que, sur toutes les lames placées horizontalement dans la région A, au-dessous de la ligne *ab*, c'est la *face supérieure seule* qui se recouvre du dépôt; les lames, dans la région B, ne reçoivent un dépôt que sur leur *face inférieure*. Je dois ajouter, cependant, que les lames placées tout près de la plaque P ont les deux faces recouvertes d'un dépôt qui est très abondant sur la face supérieure et beaucoup plus faible sur la face inférieure.

§ 9. — L'analyse microchimique des dépôts ainsi que l'étude microscopique à la lumière polarisée ont révélé que tous les dépôts sur les lames des deux premières catégories sont formés par le soufre. Sur la face supérieure des lames de la troisième catégorie, j'ai trouvé, en outre, des cristaux microscopiques de fer (la plaque P était en fer), facilement oxydables. Le soufre des dépôts provient du

gaz d'éclairage. On sait, en effet, que ce dernier, malgré sa purification, contient toujours une petite quantité de gaz sulfureux qui est décomposé par l'étincelle. Le soufre, projeté par l'étincelle, se condense sur les lames de verre. Cette projection doit se faire normalement à l'étincelle. En effet, toutes les lames dans la région A, c'est-à-dire au-dessous du point *a* où la tangente est verticale, reçoivent le dépôt sur leur face supérieure, tandis que les lames de la région B, au-dessus du point d'inflexion, ne le reçoivent que sur leur face inférieure. Quant aux lames situées tout près de la plaque P, leur face inférieure reçoit très peu de matière projetée par l'étincelle. En revanche, le courant gazeux ascendant, provoqué par la flamme et qui est forcé de passer entre la plaque de fer et la lame en question, abandonne une partie du soufre, qui se condense sur la lame avec le fer volatilisé au point où l'étincelle touche la plaque P.



Fig. 4.

Par la microphotographie ci-jointe (*fig.* 4), on peut juger de la façon dont se forme le dépôt. La lame de verre était dans la position L de la *fig.* 3, c'est-à-dire sa face supérieure se trouvant presque au niveau de l'orifice du bec de gaz. Les arcs de cercle venus en noir sur la photographie (grossissement 30 diamètres) correspondent

aux maximums de densité du dépôt. Les espaces clairs en sont dépourvus. Aux centres des cercles, perpendiculairement au plan du dessin, passait l'étincelle. Les zones circulaires des dépôts sont d'autant plus larges et leur rayon est d'autant plus grand que la lame de verre est placée plus haut, ce qui est en relation avec la forme de l'étincelle.

§ 10. — C'est en faisant varier la courbe de l'étincelle que j'ai pu constater ce rapport intime entre le dessin du dépôt et la forme de l'étincelle elle-même. La *fig.* 4 est la microphotographie d'un dépôt qui s'était formé en six heures d'expérience. Durant ce temps, la pression du gaz et, par suite, l'aspect de la flamme restaient invariables; dans ces conditions, l'étincelle conserve toujours la même forme, et le dépôt présente un dessin très régulier. Mais vient-on, au milieu d'une expérience, à modifier la longueur de la flamme en agissant sur le robinet du gaz, la courbe de l'étincelle se modifie aussitôt, et, sur le dépôt final, on relève la superposition de deux dessins différents.

Le sens du courant de la décharge n'a aucune influence sur le dessin des dépôts.

§ 11. — Si la projection de la matière était due à l'élévation de la température, comme il m'a semblé tout d'abord, elle se produirait dans toutes les directions, et une lame placée à n'importe quelle hauteur se couvrirait d'un dépôt sur ses deux faces. Mais l'étude attentive de plusieurs dizaines de lames, recouvertes de dépôt dans des conditions variées, a prouvé que la projection se fait suivant des directions déterminées, et que les trajectoires de la matière projetée sont comprises dans les plans normaux à l'étincelle. La projection n'est donc pas l'effet de la température, mais l'effet direct du passage du courant électrique dans le gaz.

Il s'ensuit que, à chaque point de l'étincelle, les forces qui font éclater les molécules du gaz sont orientées dans le plan normal à la ligne du courant électrique.

## VI. — Conclusions.

§ 12. — De toutes nos expériences il résulte :

1° Que le courant électrique dans les gaz est un phénomène moléculaire, ce qui est conforme aux conclusions de M. Bouty sur

la *cohésion diélectrique* des gaz, laquelle, d'après ce savant, est une propriété *moléculaire* (1);

2° Que ce courant se manifeste par la dissociation et par la projection de la matière dont les trajectoires, à chaque point de l'étincelle, sont orientées dans le plan perpendiculaire à la ligne du courant.

§ 13. — Par suite de la projection de la matière autour de l'étincelle, un vide doit se produire tout le long de l'étincelle. La pression atmosphérique chasse dans ce vide l'air et la vapeur métallique qui entourent les électrodes; c'est évidemment là une des causes du transport de la matière d'un pôle à l'autre.

---

## SUR UN HYPERBOLOGRAPHE A LIQUIDE;

Par M. E. ESTANAVE.

Le principe de l'hyperbolographe à liquide que nous allons décrire est fondé sur une propriété de la tangente à l'hyperbole.

Considérons (*fig.* 1) une branche d'hyperbole dont les asymptotes sont OD, OE et une tangente AB. Il est facile de démontrer que l'aire du triangle AOB est constante, quelle que soit la tangente AB, à l'hyperbole considérée. Cette branche d'hyperbole peut donc être considérée comme l'enveloppe du troisième côté AB d'un triangle AOB, d'aire constante.

Si nous considérons une cuve prismatique DOE, D'O'E', contenant un volume V de liquide, l'aire du triangle AOB découpé par la surface libre ABA'B' sur la face DOE restera constante lorsque l'on fera pivoter la cuve autour de l'arête OO' supposée horizontale.

Car

$$\text{AOB} \times \text{OO}' = \text{V}.$$

Par suite, dans ce mouvement de pivotement autour de OO', la surface libre du liquide enveloppe un cylindre hyperbolique dont les génératrices sont parallèles à OO'. Toute section normale à OO' sera une branche d'hyperbole identique à celle qu'enveloppe la droite AB.

---

(1) *J. de Phys.*, 4 série, t. II, p. 401; 1903.

Cela posé, on peut déterminer les relations qui existent entre le volume V de liquide, l'angle $2\omega$ au sommet de la cuve et les longueurs $a$, $b$ des axes de l'hyperbole enveloppée par AB.

En désignant par $\lambda$ la longueur de l'arête OO′, on trouve aisément :

$$(1) \qquad a = 2\sqrt{\frac{V}{\lambda \operatorname{tang} \omega}}, \qquad b = 2\sqrt{\frac{V}{\lambda} \operatorname{tang} \omega}.$$

Il résulte que, $\omega$ restant constant, si l'on fait varier le volume V l'on obtiendra des hyperboles homothétiques, et que :

Les volumes de liquide, introduits dans une même cuve pour obtenir des hyperboles homothétiques sont entre eux comme le carré du rapport d'homothétie.

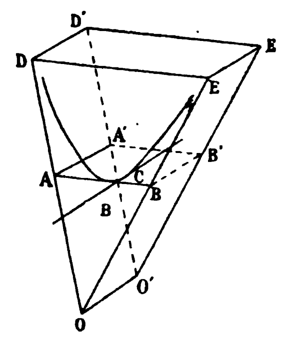



Fig. 1.

*Dispositif expérimental.* — Le dispositif que j'ai adopté se compose essentiellement d'une cuve prismatique triangulaire DOE, D′O′E′ (*fig.* 1) ayant au sommet l'angle des asymptotes de l'hyperbole à tracer.

La cuve est mobile autour d'un axe horizontal parallèle à l'arête au sommet OO′. Son mouvement de pivotement, qui doit être assez lent et continu,est obtenu par un mouvement d'horlogerie approprié.

Pour fixer sur une surface plane les diverses positions de la surface libre du liquide de la cuve, j'ai pris, dans une première série d'expériences, des plaques de cuivre et, comme liquide, une dissolution d'un sel de mercure. Le bichlorure ou l'azotate donnent des dépôts très nets de mercure sur le cuivre préalablement décapé avec de l'émeri par exemple.

Dans une autre série d'expériences, j'ai pris des plaques de fer et une dissolution de sulfate de cuivre.

Les plaques ont la même forme que la cuve et viennent s'appuyer, parallèlement aux faces triangulaires de la cuve, sur les faces DO D'O', EO E'O'. Elles sont maintenues par des taquets placés en DD' et EE'. Le liquide approprié ayant été introduit dans la cuve, on dispose la plaque et l'on fait pivoter lentement la cuve jusqu'à ce que la surface libre du liquide vienne au voisinage du bord DD' et ensuite du bord EE'. On retire alors la plaque sur laquelle se trouve dessinée la branche d'hyperbole. Il est à remarquer que toute la courbe dessinée sur la plaque ne fait pas partie de l'hyperbole. Le point C de contact de la tangente à la courbe est en effet le milieu de cette tangente. On devra par suite limiter, sur la plaque, la courbe aux parallèles aux asymptotes, menées par le milieu de OD et de OE.

Dans les expériences faites, j'ai utilisé des cuves en zinc verni d'angle au sommet de 90° et de 60°. Mais on pourrait se servir de cuves à *angle variable* analogues au prisme à angle variable utilisé en optique. On a ainsi à sa disposition les deux variables $\omega$ et V ; ce qui permet de tracer des hyperboles d'axes donnés à l'avance $a$, $b$.

*Remarque.* — Si l'on voulait avoir, non plus sur une surface métallique, mais sur du papier les images de ces courbes, on pourrait prendre une plaque photographique qu'on a préalablement voilée en l'exposant à la lumière et la placer dans la cuve où l'on a mis comme liquide un révélateur quelconque. Après fixation du cliché, l'on pourra tirer sur papier des épreuves de la branche d'hyperbole tracée par le révélateur sur la plaque de verre.

*Généralisation.* — Le principe qui nous a servi de point de départ comporte une généralisation. Si en effet, nous considérons une cuve cylindrique, ayant un profil C, la surface libre du liquide versé dans la cuve, enveloppera un cylindre dont les génératrices seront parallèles à celles de la cuve, lorsque l'on fera pivoter celle-ci autour d'une de ses génératrices supposées horizontales. Le profil Γ du cylindre, enveloppé par la surface libre du liquide, sera en général différent du profil C. Il existe une relation, qu'on peut aisément traduire analytiquement, entre le profil C et le profil Γ. Nous n'entrerons pas ici dans ces considérations de pures mathématiques, et nous signalerons seulement les résultats particuliers relatifs aux cas où le profil C est une courbe du second degré.

1° Si le profil C est un cercle, le profil Γ est un cercle concentrique ;

2° Si le profil C est une ellipse, la courbe Γ est une ellipse concentrique ;

3° Si le profil C est une parabole, la courbe Γ est une parabole ;

4° Si le profil C est une branche d'hyperbole, ou un système de deux droites, la courbe Γ est une hyperbole homothétique.

En résumé, pour les courbes C du second degré, la courbe Γ est une courbe homothétique ; mais, dans le cas de l'hyperbole, la courbe homothétique formée par les asymptotes était particulièrement simple, ce qui nous a permis de passer avec avantage du profil simple constitué par deux droites à la branche d'hyperbole.

On peut concevoir une autre extension de la théorie, en prenant pour profil C des fragments de courbes simples, que l'on peut tracer directement.

Par exemple, si le profil C est constitué par une branche de parabole et la tangente au sommet, la courbe Γ est une courbe du 4° degré.

Nous pouvons en terminant rattacher les considérations précédentes à la théorie des corps flottants. Lorsqu'un corps flotte à la surface d'un liquide, la surface libre du liquide découpe dans le corps supposé homogène un volume constant (Volume dont le poids en liquide est égal au poids du corps). L'enveloppe des plans de flottaison par rapport à trois axes liés au corps est une surface, en général compliquée, dite surface d'*isocarène*.

Si nous considérons un bloc prismatique (*fig.* 1) DOE, D'O'E', qui flotte de façon que l'arête OO' soit horizontale, il est aisé de voir que la surface d'*isocarène* est dans ce cas un cylindre hyperbolique, à génératrices parallèles à OO' et qui a pour directrice, justement, l'hyperbole enveloppée par la droite AB. On aurait là un second procédé pour tracer une hyperbole ; mais il est physiquement moins commode que celui que nous avons adopté. Il paraissait toutefois intéressant de faire ce rapprochement.

---

W.-J. HUMPHREYS. — Sur le double renversement (On double reversal). — *Astrophysical Journal*, t. XVIII, pp. 204-209 ; octobre 1903.

Le double renversement des raies spectrales, c'est-à-dire l'apparition d'une raie brillante au centre d'une raie noire renversée, tel que le présente le spectre des facules du soleil, est attribué par M. Humphreys à des circonstances qu'il imite dans le dispositif suivant : Deux arcs en série sont placés de façon que la lumière provenant du premier ne tombe sur le spectroscope qu'après avoir traversé le second. On met une grande quantité de la matière à étudier dans le premier arc, qui donne une raie noire et une petite quantité dans le second, qui donne une raie brillante. L'expérience a été faite sur trente raies, appartenant à treize métaux.

Les apparences attribuées par plusieurs spectroscopistes au double renversement ont, en général, une tout autre cause, car l'arc unique sur lequel ils opéraient n'a pu qu'accidentellement se diviser en deux autres. M. Humphreys obtient des clichés qui simulent le double renversement dans plusieurs circonstances : 1° en mettant successivement dans un même arc, d'abord une grande quantité d'argent, puis une quantité plus petite ; 2° en ajoutant un peu de fer à du sodium, ce qui superpose la raie brillante λ 2948.00 du fer (second ordre) à la raie renversée λ 5896.16 du sodium (premier ordre). Des phénomènes semblables peuvent se produire spontanément ; 3° sur la raie renversée λ 3092.84 de l'aluminium du commerce apparaît la raie brillante du fer λ 3092.87 ; 4° deux raies d'un même élément (fer), qui se trouvent superposées dans des spectres d'ordre différent, peuvent être, l'une brillante, l'autre renversée. Enfin, entre deux raies renversées très voisines, peut apparaître une raie brillante (ex. : λ 2973.17 et λ 2973.41 du fer) ; l'explication que M. Humphreys donne de ce phénomène ne paraît pas s'imposer.

Accessoirement, M. Humphreys a constaté qu'une vibration de période donnée n'absorbe pas les vibrations dont la fréquence est double ou moitié et que la quantité de matière n'exerce aucune influence sur la position des raies brillantes ou renversées.

C. Raveau.

**PHILOSOPHICAL MAGAZINE;**

t. 31; juillet 1903.

KIMBALL. — Note on the Application of Cornu's Spiral to the Diffraction Grating A Geometrical Method of obtaining the Intensity Formula for a Flat Diffraction Grating (Note sur l'application de la spirale de Cornu à la diffraction par les réseaux. Méthode géométrique pour obtenir l'intensité dans le cas d'un réseau plan). — P. 30-33.

M. Kimbal remarque que, si on étudie la diffraction à l'infini d'ondes planes par une fente, la spirale de Cornu devient une circonférence. Dans le cas d'un réseau, les amplitudes données dans une direction $\theta$ par les diverses fentes équidistantes sont représentées par des cordes égales et équidistantes. Leur longueur est :

$$l = 2R \sin \frac{\varphi}{2},$$

où $\Phi$, différence de phase entre les vibrations émises par les deux extrémités de la fente de largeur $a$, est donnée par :

$$\Phi = \frac{2\pi a \sin \theta}{\lambda},$$

et R, rayon de la circonférence de Cornu, est donné par $R = \frac{K\lambda}{2\pi \sin \theta}$.

Il en résulte :

$$l = Ka . \frac{\sin \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}}{\frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}}.$$

Pour avoir l'amplitude totale, il faut faire la somme géométrique de ces cordes égales. On voit facilement que l'ensemble de ces cordes forme un polygone régulier inscrit dans une circonférence de rayon :

$$r = \frac{l}{2 \sin \frac{\Phi + \Phi'}{2}}.$$

$\Phi'$ différence de phase entre les deux extrémités de la bande opaque séparant deux fentes :

$$\Phi' = \frac{2\pi b \sin \theta}{\lambda}.$$

L'amplitude donnée par $n$ fentes est alors :

$$A = 2r \sin \frac{n(\Phi + \Phi')}{2} = l . \frac{\sin \frac{n\Phi + \Phi'}{2}}{\sin \frac{\Phi + \Phi'}{2}}$$

ou

$$A = l . \frac{\sin \frac{n\pi(a+b)\sin\theta}{\lambda}}{\sin \frac{\pi(a+b)\sin\theta}{\lambda}}.$$

Cette même méthode graphique détermine aussi facilement les directions des maximums et des minimums de lumière et leurs valeurs.

PERREAU.

A. CAMPBELL. — Measurements of Small Resistances (Mesure de faibles résistances). — P. 33-41.

On a mesuré la résistance de bobines d'environ 0,1 ω, 0,01 ω, 0,001 ω, en les comparant à des étalons de 1 et de 10 ohms, par différentes méthodes : potentiomètre, méthode du double pont de Thomson, méthode du double pont à deux lectures, galvanomètre différentiel, méthode de Matthiessen et Hockin.

La dernière méthode a donné de moins bonnes mesures que les quatre premières, qui ont donné sensiblement les mêmes nombres avec une approximation à peu près la même.

*Appendice. — Sur la sensibilité du potentiomètre pour la mesure de résistances.* Pour avoir les meilleurs résultats, la résistance du potentiomètre doit varier avec le galvanomètre employé. Si C est le courant traversant le galvanomètre de résistance G quand la résistance du potentiomètre est $x$, on a mesuré la sensibilité par l'expression :

$$\sigma\sqrt{G}, \qquad \sigma = \frac{dc}{dx}.$$

On trouve ainsi qu'avec deux galvanomètres de résistance 100 et 1 $\sigma\sqrt{G}$ varie comme $\frac{1}{210}$ et $\frac{1}{12}$. Ces nombres montrent l'importance de la question.

PERREAU.

HARKER. — A Direct-reading Potentiometer for Thermoelectric Work (Potentiomètre a lecture directe pour mesures thermo-électriques). — P. 41.

Le fil rectiligne F à curseur mobile du potentiomètre a une résistance de 0,02 ω. Il est placé en dérivation sur deux bobines quelconques d'une série A de 11 bobines de 0,01 ω chacune. A la suite de cette série se trouve une autre série B de 20 bobines de 0,1 ω chacune.

Dans une mesure thermo-électrique, la chute de potentiel dans une bobine de la série B est 1.000 microvolts, ou dans une de la série A 100 microvolts ainsi que dans le fil F. Comme ce fil est pourvu d'une règle divisée en 200 parties, on peut apprécier le 0,1 microvolt. Pour établir ces chutes de potentiel, on pouvait ajouter d'autres résistances (100 ω, 40 ω, 1 ω, 0,5 ω, 0,03 ω), de manière à obtenir une chute totale de potentiel de 18.000 microvolts. On étalonnait alors l'appareil par comparaison avec une pile étalon Clark.

PERREAU.

WHITWELL. — On Refraction at a Cylindrical Surfaces (Réfraction par des surfaces cylindriques). — P. 46-58.

L'auteur a voulu déterminer la position et la forme des surfaces focales produites par la réfraction à travers une surface cylindrique séparant deux milieux de réfringence différente quand la lumière diverge d'un point ou va converger en un point.

Pour cela, il cherche dans les deux plans de symétrie : plan passant par le point radiant O et par l'axe du cylindre, plan passant par le point radiant perpendiculaire à l'axe du cylindre, le lieu des points d'intersection de deux rayons émanés de O et symétriques par rapport à l'un de ces plans.

Dans le premier cas, il trouve, en prenant le point radiant comme origine, l'équation :

$$y^2 = \frac{x^2}{a^2(\mu^2 - 1)} \left\{ \frac{(ax + ra - a^2)^2 - \mu^2(a - r)^2(x - a)^2}{(x - a)^2} \right\},$$

$r$ = rayon de cylindre, $a$ = distance du point O à l'axe, $\mu$ indice de réfraction. On a dessiné les courbes pour $\mu = \frac{3}{2}$, $r = 2$ et pour diverses valeurs de $a$.

Dans le second cas, si on néglige l'aberration sphérique, on trouve une circonférence :

$$d' = (\mu - 1)(a - r),$$

Outre ces surfaces focales, les rayons réfractés dans les deux plans de symétrie indiqués donnent les deux caustiques connues, l'une d'une surface plane, l'autre d'une circonférence.

Il résulte de ce travail qu'une lentille cylindrique doit être considérée comme ayant deux convergences et qu'on ne peut déterminer sa convergence le long d'une ligne faisant un angle $\Phi$ avec l'axe en assimilant cette ligne à une circonférence de courbure $\frac{\sin^2 \varphi}{r}$.

PERREAU.

WOOD. — The Anomalous Dispersion, Absorption, and Surface-Colour of nitroso-diméthyl-aniline, with a Note on the Dispersion of Toluine (Dispersion anomale, absorption, coloration superficielle de la nitrosodiméthylaniline. Note sur la dispersion du toluène). — P. 96-113.

M. Wood a étudié la dispersion dans le spectre visible, la dispersion dans le spectre ultra-violet, le pouvoir réflecteur dans les diverses parties du spectre, les angles de polarisation maximum, et les changements dans les bandes d'absorption qui accompagnent un changement d'état physique.

La substance fond à 85°. On a obtenu des prismes en la maintenant en fusion au moyen d'un courant d'air chaud entre deux plaques de verre à faces parallèles bien planes. Comme la réfraction varie rapidement avec la température, on a fait les mesures au point de solidification. On se servait d'un spectroscope dont la fente était éclairée avec de la lumière monochromatique donnée par un autre spectroscope (éclaireur monochromatique de Fuess). L'angle des prismes a varié de 1 à 10°. La substance est très réfringente et possède une grande dispersion ; on trouve en effet :

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $\lambda$ | $0^\mu,763$ | $0^\mu,669$ | $0^\mu,584$ | $0^\mu,508$ | $0^\mu,427$ |
| $n$ | 1 ,697 | 1 ,743 | 1 ,815 | 2 ,025 | 2 ,140 |

La substance présente ensuite une absorption qui commence à $\lambda = 0^\mu,5$ pour finir brusquement à $\lambda = 0^\mu,37$... Elle laisse ensuite passer la lumière ultra-violette ; mais la photographie du spectre n'a pas donné de bonnes mesures de $n$.

De la nitrosodiméthylaniline étant maintenue liquide dans une cuve au moyen d'un courant de vapeur, on a alors analysé la lumière réfléchie par la surface au moyen d'un spectroscope muni d'un nicol placé de manière à éteindre la lumière polarisée par réflexion. La bande noire dans le spectre indique la longueur d'onde de la radiation polarisée pour l'incidence sous laquelle on regarde la surface. La loi de Brewster donne l'indice de réfraction.

Pour la lumière ultra-violette, les lentilles du spectroscope sont en quartz. Le nicol a été rendu transparent en séparant les deux moitiés du prisme, enlevant le baume et le remplaçant par de la glycérine. On a aussi employé la méthode des prismes croisés : derrière le prisme en quartz du spectroscope dont l'arête est verticale, on a disposé un prisme de petit angle de nitroso liquide dont l'arête réfringente était horizontale. Le nitroso était maintenu liquide au moyen d'un courant électrique passant dans un fil de platine placé près du prisme. Un système d'écrans permettait d'obtenir le spectre donné par le prisme de quartz non dévié, ou dévié par le prisme de nitroso.

On obtient ainsi la courbe de dispersion. Diverses déterminations ont donné, pour $\lambda = 0^{\mu},48$, l'indice $n = 2,28$.

Le *pouvoir réflecteur* a été mesuré grossièrement en faisant des photographies au moyen de la lumière réfléchie par une surface de nitroso liquide et par une surface de magnalium dont le pouvoir réflecteur est le même dans toute l'étendue du spectre.

Le tableau ci-dessous résume les résultats :

| $\lambda$ | $0^{\mu},217$ | $0^{\mu},330$ | $0^{\mu},343$ | $0^{\mu},350$ | $0^{\mu},380$ | $0^{\mu},399$ | $0^{\mu},467$ | $0^{\mu},508$ | $0^{\mu},535$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| pouvoir réflecteur. | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{6}$ | $\frac{1}{12}$ | $\frac{1}{40}$ | $\frac{1}{2}$ | 1 | 1 | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{4}$ |

Le *nitroso solide* est biréfringent, les centres des bandes d'absorption ont des longueurs d'onde $\lambda = 0^{\mu},36$, $\lambda = 0^{\mu},46$.

A l'état de vapeur, l'absorption donne dans le spectre une bande large dont l'intensité croît quand la densité de la vapeur augmente; le centre correspond à la longueur d'onde $0^{\mu},34$.

*Formule de dispersion.* — On a essayé une formule de dispersion en supposant qu'il y a deux bandes d'absorption :

$$n^2 = 1 + \frac{m'\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2} + \frac{m''\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda''^2}.$$

En appliquant les valeurs de $n$ mesurées, on a trouvé :

$$m' = 2,13 \text{ pour } \lambda' = 0^{\mu},43, \qquad m'' = 1,13 \text{ pour } \lambda'' = 0^{\mu},18.$$

Cette formule donne des nombres assez concordants avec ceux de l'observation.

*Dispersion du toluène.* — M. Wood a observé, outre la bande d'absorption au-dessous de la longueur $0^{\mu},20$, une bande faible et étroite à la longueur d'onde $0^{\mu},27$. Il a alors étudié la dispersion du toluène au moyen de la méthode des prismes croisés et constaté que la présence de la bande $\lambda = 0^{\mu},27$ ne modifie pas peu la courbe de dispersion. Voici les nombres obtenus :

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\lambda$ | $0^{\mu}$,226 | 2322 | 2470 | 2570 | 2980 | 3659 | 4799 |
| $n$ | 1 ,885 | 1,808 | 1,709 | 1,649 | 1,595 | 1,542 | 1,507. |

Appliquant la formule de dispersion, on trouve $m = 1,37$, $m' = 0,77$. La somme des deux donne 2,14 au lieu de 2,36, valeur de la constante diélectrique déterminée par Palaz, ce qui semble indiquer une bande d'absorption dans l'infra-rouge.

PERREAU.

WADSWORTH. — On the Aberration of the Concave Grating when used as an Objective Spectroscope (Aberration d'un réseau concave employé comme objectif de spectroscope). — P. 119-157.

Dans le montage Rowland, le réseau tracé sur une surface sphérique concave de rayon $\rho$ se trouve ainsi que la source de lumière sur une circonférence de diamètre égal à $\rho$. Dans ce cas l'aberration, symétrique d'ailleurs, est si petite qu'avec les ouvertures utilisées il faudrait un pouvoir définissant supérieur à 4.000.000 pour que la définition commence à être effectuée. Elle est donc toujours négligeable. Son expression est d'ailleurs :

$$Z_0 = -\frac{1}{8}\rho \sin^4\beta (\sin\theta \tang\theta + \sin i \tang i).$$

$\beta = \frac{1}{2}$ ouverture, $\quad i =$ angle d'incidence, $\quad \theta =$ angle de diffraction.

L'auteur et d'autres observateurs ont essayé d'employer le réseau concave de Rowland comme objectif de spectroscope. Dans ce cas,

le faisceau de rayons qui tombe sur lui est un faisceau de rayons parallèles.

L'auteur fait alors le calcul de l'aberration avec ce montage dans divers cas particuliers.

A. — Oculaire, ou centre de la plaque photographique sur l'axe du réseau, c'est-à-dire :

$$\theta = o.$$

L'aberration est :

$$Z_A = \frac{\rho}{8} \sin^4 \beta \cos^2 i \, (1 + \cos i).$$

B. — En un point voisin du centre $\theta$ petit :

$$Z_B = \mp \frac{\rho}{2} \sin^3 \beta \frac{\text{tang}\,\theta}{\cos i} (1 + \cos i) \cos i,$$
$$+ \frac{\rho}{8} \sin^4 \beta \, (1 + \cos i) \cos^2 i \left[1 - \frac{(1 + 2 \cos i)}{\cos i} \text{tang}^2 \theta\right] \sec^2 \theta.$$

C. — Angles d'incidence et de diffraction égaux et de signes contraires.

$$\theta = - i.$$

L'image spectrale centrale est alors toujours sur une circonférence dont le centre est sur l'axe du réseau et dont le rayon est $\frac{\rho}{4}$ :

$$Z_C = \pm \rho \sin^3 \beta \sin i + \frac{\rho}{4} \sin^4 \beta \, (1 - 9 \,\text{tang}^2 i) \cos i.$$

On a aussi calculé $Z_D$ = aberration dans le voisinage de l'image centrale :

$$\theta_D = - i + k.$$

E. — Lumière incidente normale à la surface : $i = o$ :

$$Z_E = \mp \frac{\rho}{2} \sin^3 \beta \sin \theta \frac{1 + \cos \theta}{\cos^2 \theta} + \frac{\rho}{8} \sin^4 \beta \frac{1 + \cos \theta}{\cos^2 \theta} \sin \theta \left[\frac{\cos^2 \theta}{\sin \theta} - 4 \frac{1 + \cos \theta}{\cos^2 \theta} \sin \theta\right].$$

F. — Même cas, mais avec $\theta$ petit :

$$Z_F = \mp \rho \sin^3 \beta \,\text{tang}\,\theta + \frac{\rho}{4} \sin^4 \beta \sec^2 \theta \, (1 - 9 \,\text{tang}^2 \theta).$$

G. — $\theta = + i$. C'est le cas de la réflexion.

$$Z_G = \mp \rho \sin^3 \beta \sin \theta + \frac{\rho}{4} \sin^4 \beta (1 - 9 \tan^2 \theta) \cos \theta.$$

H. — C'est le cas où on considère un point à une petite distance de $\theta = i$.

Pour faire les calculs, l'auteur a dressé une table donnant les valeurs de :

$$a_0 = \frac{\sin^2 i}{\cos i}, \quad a = \cos^2 i (1 + \cos i), \quad a_1 = \frac{a}{\cos i}, \quad b = \left(\frac{1 + \cos i}{\cos i}\right)^2,$$

$$c = (1 - 9 \tan^2 i) \cos i, \quad d = \frac{\cos^2 i}{\sin i}, \quad e = \frac{1 + \cos i}{\cos^2 i}, \quad e_1 = e \sin i.$$

On a donc calculé les valeurs $Z_A, \ldots Z_H$ pour douze points différents, du champ spectral pour un réseau de 0,01 de demi-ouverture angulaire ($\beta = 0{,}01$).

Quatre de ces points correspondent aux images formées sur l'axe du réseau par $i = 5°$, $i = 15°$, $i = 30°$, $i = 60°$, et les huit autres correspondent aux images spectrales, qui sont à 5° de chaque côté des quatre premières.

On a dressé une table des valeurs ainsi calculées :

Tous ces montages donnent une aberration beaucoup plus grande que le montage Rowland :

A 26 fois, C, D 1502 fois, E 3132 fois.

Employé comme objectif de spectroscope, le réseau concave sphérique n'a qu'un champ très restreint de bonne définition, qu'on ne peut d'ailleurs que très faiblement accroître, comme le montre l'auteur, soit par un faible écart du foyer, soit, dans quelques cas, en diaphragmant une partie de la surface du réseau.

L'auteur a alors étudié ce que pourrait donner un réseau tracé sur une surface parabolique.

Avec le montage Rowland, ce réseau est nettement inférieur à un réseau sphérique.

Employé comme objectif du spectroscope, il donne aussi de moins bons résultats.

L'auteur trouve des vérifications de ces calculs théoriques dans le résultat d'observations faites par lui et par d'autres physiciens,

tels que MM. Poor et Mitchell (*Astrophysical Journal*, mai 1898; juin 1899).

Il conclut en rappelant la remarque faite par Schuster sur le spectroscope à prisme.

« La dispersion et le grossissement d'un prisme peuvent être considérablement modifiés par un changement dans sa position, et la connaissance de ce fait est d'une grande importance pour l'observateur expérimenté. Toutefois, l'emploi d'un prisme dans une position autre que celle du minimum de déviation est un luxe que peuvent seuls se permettre ceux qui sont bien familiers avec les lois de l'optique. »

Changez prisme en réseau, et minimum de déviation en montage de Rowland, et la remarque résume bien le travail de Wadsworth.

PERREAU.

SEARLE. — On a Simple Rhéostat (Rhéostat simple). — P. 173-176.

Il permet d'obtenir une variation *continue* de la résistance. Il se compose d'un fil en platinoïde (0,038 centimètre de diamètre, 165 centimètres de longueur, formant fil sans fin avec un cordon de soie de 200 centimètres de longueur). Ce fil sans fin passe, d'une part, sur une poulie fixée à la partie supérieure d'une planchette et, d'autre part, dans un tube en U contenant du mercure fixé à la partie inférieure de la planchette.

Les deux bornes du rhéostat communiquent l'une avec le mercure de la branche gauche du tube en U, l'autre par un fil flexible à l'extrémité du fil en platinoïde. On voit qu'en faisant tourner la poulie on fait varier à volonté et d'une manière *continue* la longueur du fil traversé par le courant de 0 centimètre à 165 centimètres, par suite la résistance introduite de 0 à 6 ohms. Le courant ne doit pas dépasser 2 ampères.

PERREAU.

WATSON. — Note on the Construction and Attachment of Thin Galvanometer mirrors (Note sur la construction et le fixage de miroirs minces de galvanomètres). — P. 188-192.

Au lieu de miroirs en verre argenté à la partie postérieure, qui sont souvent déformés par le vernis qui recouvre la couche d'argent et

aussi par le fixage à la tige qui porte l'aiguille aimantée, M. Watson a construit des miroirs minces en silice fondue recouverts à la partie antérieure d'une couche réfléchissante en platine. Il indique la technique employée pour obtenir un disque en silice fondue dont la surface soit bien plane, mais ne dit pas quelle est la solution employée pour platiner cette surface. Après cette opération, le disque est aminci le plus possible (un miroir de 1 centimètre, de 1/10 de millimètre d'épaisseur pesait $0^{gr},043$). On soude par fusion ce disque à une tige en silice fondue, à laquelle on fixe l'aiguille aimantée.

PERREAU.

---

## TRAVAUX NÉERLANDAIS.

V.-A. JULIUS. — Sur l'action subie par un conducteur chargé dans un champ d'intensité constante. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. V, p. 17.

On considère d'ordinaire comme évident que, dans un champ électrique uniforme et constant, un petit conducteur est poussé dans la direction du champ par une force égale au produit de la charge et de l'intensité du champ. En partant du théorème de Green, l'auteur démontre en toute rigueur qu'il en est bien ainsi pour un conducteur de forme arbitraire, la force qui agit dans la direction du champ électrique passant par le centre de la charge.

G. BAKKER. — Théorie de l'induction électrique. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. V, p. 312.

Soit un circuit qui se meut dans un champ électromagnétique; l'auteur donne une démonstration complète des équations qui, d'après Maxwell, fournissent les composantes P, Q, R d'un vecteur dont l'intégrale prise le long du circuit donne la force électromotrice d'induction. Il considère ensuite le cas où les conducteurs sont isotropes et il montre que, si le champ électromagnétique est indépendant du temps, la force pondéromotrice peut être considérée comme la résultante de 3 forces proportionnelles à la conductibilité spécifique du circuit et à la puissance première ou seconde d'un vecteur dont l'intégrale, étendue à l'aire d'une surface passant par le circuit, donne

l'énergie potentielle par rapport au champ électromagnétique. Deux de ces forces sont proportionnelles à la vitesse, l'une étant dirigée suivant la force magnétique, tandis que la seconde joue le rôle de résistance et est dirigée en sens contraire de la vitesse. Si le champ électromagnétique dépend du temps, il faut à ces trois premières forces en ajouter une quatrième proportionnelle à la dérivée par rapport au temps du potentiel vecteur.

W.-H. JULIUS. — Bemerkungen über einige Grundsätze der Elektricitätslehre (Remarques sur quelques théorèmes fondamentaux du cours d'électricité). — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. V, p. 497.

Dans la plupart des cours d'électricité, on établit les propriétés du champ électrique dans l'hypothèse de forces centrales indépendantes de la nature du milieu. En procédant ainsi, on aboutit à certaines contradictions avec l'expérience, et l'on ne retrouve plus le théorème de Faraday que la grandeur de la force qui agit entre des conducteurs à charge constante dépend du milieu où ils sont plongés. On fait disparaître ces difficultés en introduisant l'influence du milieu dès le premier théorème de l'Electrostatique et en écrivant la loi de Coulomb : $f = \frac{1}{k}\frac{mm'}{r^2}$, $k$ étant la constante diélectrique du milieu où les charges $m$, $m'$ agissant à la distance $r$ sont plongées.

C.-H. WIND. — Ueber das Feld langsam bewegter Electronen (Sur le champ produit par des électrons qui se meuvent lentement). — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. V, p. 609.

L'auteur étudie successivement le courant et le champ magnétique créés par un seul électron qui se meut lentement, et il donne l'expression de la loi élémentaire électromagnétique, d'où il déduit la loi de Biot et Savart sous sa forme habituelle. Il montre que, dans ce cas, la distribution de la charge électrique sur l'électron exerce une action qui n'est pas négligeable sur la masse apparente de celui-ci.

Il envisage ensuite le cas de deux électrons chargés différemment et se mouvant avec des vitesses différentes, et il montre que la loi élémentaire électromagnétique qui régit ce cas peut se mettre sous deux formes différentes.

**H.-A. LORENTZ. — Théorie simplifiée des phénomènes électriques et optiques dans des corps en mouvement. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VII, p. 64.**

M. Lorentz part des mêmes hypothèses que dans son travail original (1), lesquelles se traduisent par 5 équations fondamentales. Il suppose que les corps pondérables éprouvent, à travers l'éther en repos, une translation de vitesse constante, laquelle vitesse sera, dans la plupart des applications, celle du mouvement annuel de la terre; d'autre part, les électrons se déplacent, par rapport aux corps pondérables, avec une certaine vitesse relative et en conservant leurs charges électriques. M. Lorentz fait voir comment on peut simplifier la théorie en faisant subir aux équations quelques transformations convenablement choisies.

**E. Van der VEN. — Sur le transport des liquides par le courant électrique. *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VI, p. 127.**

En étudiant les recherches de MM. G. Wiedemann et C. Freund (2) sur le transport des liquides par le courant électrique, l'auteur a été frappé de l'absence d'une correction qui paraît s'imposer. Il s'agit de la part que la pression hydrostatique doit avoir dans le transport total, pression qui a son origine dans la différence continuellement croissante entre les densités des dissolutions salines séparées par une cloison poreuse. D'après les expériences faites par l'auteur, il semble bien que la correction négative qu'il faut faire subir aux nombres expérimentaux de MM. G. Wiedemann et C. Freund soit de l'ordre de 25 0/0.

**L. BLEEKRODE. — Note concernant l'effet des basses températures sur les piles électriques. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VI, p. 448.**

On ne possède que peu de données expérimentales sur l'influence exercée par une variation notable de température sur une pile hydro-électrique.

(1) H.-A. Lorentz, *Versuch einer Theorie der electrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern.*
(2) G. Wiedemann, *Pogg. Ann.*, t. CLXIII, p. 321; C. Freund, *Wied. Ann.*, t. CCXLIII, p. 44.

En dissolvant des quantités croissantes d'acide carbonique solide dans l'acétone, on obtient des mélanges réfrigérants capables d'abaisser progressivement la température jusqu'à — 79°. Si l'on plonge dans un pareil mélange une pile à un liquide (pile Cupron) ou un accumulateur, on peut, pour certaines valeurs sensiblement constantes de la température, mesurer la force électromotrice en volts (au moyen d'un voltmètre de Weston) et la résistance intérieure en ohms (au moyen d'un pont de Wheatstone à téléphone, système Kohlrausch). On constate alors que, la température s'abaissant jusqu'à la solidification du liquide de l'élément étudié, la force électromotrice diminue constamment, tandis que la résistance intérieure augmente énormément. L'étude séparée du liquide de la pile et de l'accumulateur montre que la diminution de l'intensité du courant d'une pile ou d'un accumulateur refroidi a principalement son origine dans l'augmentation de la résistance intérieure.

E. COHN et P. ZEEMAN. — Observations sur la propagation des vibrations électriques dans l'eau. — *Comm. from the Phys. Laboratory of Leiden*, n° 21, et *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VII, p. 1.

P. ZEEMAN. — Mesures relatives à l'absorption des vibrations électriques dans un électrolyte. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VII, p. 10.

La méthode suivie dans ces recherches est semblable à celle que M. Cohn a employée dans des travaux du même genre [1]. Dans leurs recherches faites sur l'eau, MM. Cohn et Zeeman, pour des nombres de vibrations variant de 27 à 97 millions, n'ont constaté aucune dispersion notable, la valeur la plus probable de l'indice de réfraction pour toutes les périodes vibratoires employées étant $n = 8,91$ à 17° C.

Pour les sortes de vibrations employées, *l'indice de réfraction de l'eau est égale à la racine carrée de la constante diélectrique.*

M. P. Zeeman a étendu ces recherches aux dissolutions aqueuses de sel marin et de sulfate de cuivre et trouvé les résultats suivants :

Pour les deux sels étudiés, des solutions de même conductibilité absorbent avec la même intensité des vibrations de même période;

Pour une longueur d'onde donnée, le coefficient d'absorption est approximativement proportionnel à la racine carrée du pouvoir conducteur;

---

(1) E. COHN, *Berl. Ber.*, 3 décembre 1891; — *Wied. Ann.*, t. XLV, p. 370; 1892.

Pour des concentrations qui ne sont pas trop faibles, l'absorption reste la même si l'on fait varier dans le même rapport la longueur d'onde et le pouvoir conducteur de la dissolution.

M. P. Zeeman se propose de confirmer ces résultats à l'aide d'expériences ultérieures.

J.-J. van LAAR. — Sur la différence de potentiel qui se produit à la surface de séparation de deux dissolvants non miscibles, entre lesquels se partage un même électrolyte dissous. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VIII, p. 226.

La précédente étude est l'extension à un cas nouveau d'un travail de Nernst fait en 1892 et dans lequel il a montré qu'il doit se produire une différence de potentiel à la surface de séparation de deux liquides superposés, tels que l'eau et le phénol, entre lesquels se partagent inégalement les molécules neutres et les ions d'un même électrolyte dissous.

M. Van Laar montre à son tour, par une théorie simple fondée sur l'emploi du potentiel thermodynamique, qu'en général quand un électrolyte se partage entre deux dissolvants non miscibles, il doit se produire une différence de potentiel. Dans le cas des solutions diluées, cette différence de potentiel doit être indépendante de la concentration.

P. ZEEMAN. — Un phénomène subjectif dans l'œil.

E. TEN SIETHOFF. — Explication du phénomène entoptique découvert par M. P. Zeeman. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VII, p. 318 et 320.

M. P. Zeeman a eu l'occasion d'observer dans le compensateur de Babinet un phénomène dont la cause réside dans l'œil ; il suffit pour cela d'observer à l'aide d'une lunette une fente éclairée par la lumière du sodium même non polarisée, le champ de la lunette étant suffisamment obscur. Dès lors, si on place l'œil rapidement devant l'oculaire, ou si on laisse passer de la lumière, l'œil étant déjà convenablement placé, où même si l'on regarde subitement la fente à l'œil nu, dans les premiers instants on ne voit pas seulement la fente vivement éclairée, mais encore une ligne lumineuse d'un bleu violacé. Elle ressemble au contour d'une poire dont l'axe serait perpendiculaire à la fente en son milieu. Pour l'œil droit, la partie pointue de

la ligne, c'est-à-dire la tige de la poire, s'observe à droite de la fente, le sommet venant quelque peu à la gauche. Avec l'œil gauche on observe une figure symétrique et avec les deux yeux on observe les deux figures à la fois.

Non seulement le jaune, mais toutes les couleurs spectrales font apparaître la ligne violette. M. Ten Siethoff, qui a étudié avec soin ce phénomène, conclut à sa très grande importance physiologique, parce qu'il prouve que la sensibilité lumineuse la plus grande est localisée dans des régions déterminées de la rétine ; les bâtonnets et les cônes, surtout les cônes, placés derrière la partie des fibres nerveuses et autres couches rétiniennes colorées en jaune, peuvent donc, dans des conditions déterminées, produire une image de cette portion importante de la rétine, ce qui prouve qu'ils constituent les véritables éléments sensitifs.

W.-H. JULIUS. — Le rayon vert. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VI, p. 285.

Il arrive parfois que les derniers rayons directs du soleil couchant ou les premiers du soleil levant nous paraissent d'un vert émeraude. C'est le phénomène connu sous le nom de « rayon vert ». L'auteur, qui a eu occasion de l'observer, en voyageant aux Indes Orientales, en décrit ou rappelle toutes les particularités du phénomène, qui exige une atmosphère particulièrement transparente ; il lui semble démontré que le phénomène a une réalité objective, que l'horizon de la mer n'est pas nécessaire à sa production et qu'il n'entre aucune suggestion dans son observation. La réfraction astronomique ordinaire ne lui paraît pas suffisante pour rendre compte des faits : aussi l'explication qu'il propose repose-t-elle sur la dispersion anomale que subit la lumière quand elle passe par un milieu gazeux absorbant dont la densité n'est pas uniforme. Si l'on admet, par analogie avec ce qui se passe pour l'atmosphère solaire, que la dispersion anomale est appréciable pour les radiations voisines des raies d'absorption de l'air, et si l'on se rappelle que l'atmosphère terrestre contient toujours des ions libres quand elle est très transparente, on aura la clef de la nature inconstante du rayon vert en attribuant aux ions libres de l'atmosphère la faculté de produire les raies d'absorption terrestres du spectre solaire. Cette étude est donc intimement liée aux théories de l'auteur sur les phénomènes solaires (1).

(1) Voir W.-H. Julius, *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 55 et 609 ; 1902.

W.-H. JULIUS. — Une hypothèse sur la nature des protubérances solaires. *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VII, p. 88 et 473.

W.-H. JULIUS. — Réponse à quelques objections contre l'application de la dispersion anomale à l'explication de la chromosphère.

W.-H. JULIUS. — Sur quelques particularités et changements observés dans les raies de Frauenhofer et leur explication par la dispersion anomale de la lumière solaire dans la couronne.

W.-H. JULIUS. — Sur les maxima et minima d'intensité que l'on observe parfois dans l'ombre de raies spectrales fortement élargies. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VIII, p. 218, 374 et 390.

Rappelons que, par les termes photosphère et chromosphère, M. Julius entend simplement le disque solaire blanc et le bord ou anneau lumineux tels qu'on les observe. L'emploi de la dispersion anomale pour expliquer certains phénomènes sur le soleil permet de se faire une idée nouvelle de l'état physique de cet astre ; l'auteur en déduit, comme conséquences nécessaires, un grand nombre de particularités des protubérances. Il montre qu'on peut admettre que le mélange des diverses substances est intime dans toute la masse gazeuse de la photosphère, aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de la « sphère critique » qui la limite. Partout où des courants, des tourbillons, etc., font naître des différences de densité dans le mélange gazeux, les substances qui dispersent d'une manière particulièrement forte certaines radiations transmises feront reconnaître leur présence, tandis que d'autres, également présentes, resteront invisibles. Il existe donc une explication purement optique du fait que les divers gaz solaires *semblent* séparés, alors qu'on admet qu'ils ne le sont pas.

*La chromosphère entière, avec toutes ses protubérances, n'est autre qu'un système de vagues et de tourbillons rendus visibles jusqu'à une distance plus ou moins grande du bord solaire, grâce à la dispersion anomale de la lumière photosphérique.*

Le 20 septembre 1893, M. Fényi a vu, dans l'espace d'un quart d'heure, une protubérance s'élever jusqu'à 500.000 kilomètres de hauteur, soit avec une vitesse moyenne de plus de 550 kilomètres par seconde. La théorie de M. Julius montre que le phénomène vu par M. Fényi n'est que la trace visible d'un tourbillon qui apparaît successivement en divers endroits, comme une vague vient déferler sur une plage successivement en divers points de celle-ci.

De l'examen des objections faites à sa théorie par plusieurs savants, M. Schmidt entre autres, M. W.-H. Julius conclut que, jusqu'à présent, rien ne s'oppose à l'hypothèse qui attribue la lumière de la photosphère et des protubérances presque exclusivement à une dispersion anomale dans des tourbillons et pour une petite partie seulement à une réfraction ordinaire.

Par une discussion approfondie qu'il est difficile de résumer, M. Julius montre que la dispersion anomale explique encore simplement un grand nombre de particularités solaires signalées par M. Jewell (coïncidence exacte de certaines raies de Fraunhofer avec les raies d'émission du spectre des éléments obtenus au moyen de l'arc voltaïque, alors que d'autres ne le font pas, les déplacements étant inégaux pour les raies des divers éléments comme pour celles d'un seul et même élément) et tout spécialement le spectre solaire anomal de M. Hale.

H.-A. LORENTZ. — Sur la méthode du miroir tournant pour la détermination de la vitesse de la lumière. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VI, p. 303.

Dans son rapport sur la vitesse de la lumière présenté au Congrès international de physique de 1900, Alfred Cornu a émis quelques doutes sur l'exactitude de la méthode du miroir tournant dont Foucault, Michelson et Newcomb se sont servis dans leurs travaux bien connus sur la vitesse de la lumière. On peut, en effet, se demander si on a bien le droit d'appliquer les lois ordinaires de la réflexion à un miroir animé d'une rotation rapide; le miroir pourrait entraîner un peu le faisceau lumineux et donner ainsi une vitesse trop faible. D'autre part, le rayon qui est reçu par le miroir fixe se déplace à la surface de celui-ci avec une vitesse comparable à celle de la lumière; enfin, il pourrait y avoir entraînements des ondes lumineuses par le tourbillon d'air qui entoure le miroir mobile. M. Lorentz montre que les différentes causes d'erreur signalées par A. Cornu n'affectent que d'une façon insensible les résultats expérimentaux.

R. SISSINGH. — Sur quelques propriétés des systèmes de lentilles photographiques. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VI, p. 390.

Ce travail est la suite d'un mémoire d'optique géométrique analysé dans ce recueil (1). L'auteur calcule d'abord l'intensité lumineuse de l'image dans le cas d'un objectif diaphragmé, et il montre que cette intensité est maxima pour les points situés à l'infini dans le cas de l'*objectif à paysages* (simple loupe munie d'un diaphragme placé à quelque distance en avant d'elle, à une distance moindre que la distance focale).

Si un objectif à paysages et un *objectif symétrique* (le diaphragme étant dans le plan de symétrie) ont même intensité de l'image pour un objet infiniment éloigné, le premier fournit des images plus éclatantes d'objets plus rapprochés.

La perspective, en anéantissant les derniers plans et en exagérant le premier, produit des effets souvent déplorables que l'on évite avec les *télé-objectifs;* ceux-ci, dont M. Sissingh établit les propriétés, s'obtiennent en associant à quelque distance l'un de l'autre un système convergent à un système divergent; ils diminuent l'effet de la perspective en fournissant des images plus grandes d'objets éloignés que les objectifs ordinaires et en diminuant les dimensions des objets rapprochés; ils permettent enfin de réduire la longueur de la chambre obscure, ce qui a une très grande importance pratique.

Enfin l'auteur étudie d'une façon très simple et très générale le cas où la déformation de l'image est nulle pour les objectifs symétriques et hémisymétriques, et il fait la théorie des *lentilles hyperachromatiques* de Rudolf dans le cas des lentilles infiniment minces.

G.-J.-W. BREMER. — Indices de réfraction de solutions de chlorure de calcium. *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. V, p. 202.

Si $n_0$ et $n$ sont les indices de réfraction, à une même température, de l'eau et d'une dissolution pour une même radiation, Walter a trouvé que l'on a $\frac{n - n_0}{p} = C^{te}$, $p$ étant le poids de sel anhydre dissous dans 100 grammes de la dissolution. L'auteur s'est proposé

(1) R. Sissingh, *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 694.

**de vérifier cette relation sur les dissolutions aqueuses de chlorure de calcium à la température moyenne du laboratoire et de rechercher l'influence de la concentration sur le *pouvoir réfringent* $\frac{n^2-1}{(n^2+2)d}$ de la dissolution, et cela pour différentes longueurs d'onde.**

**Les indices ont été mesurés par la méthode du minimum de déviation pour les trois raies $H_\alpha$, $H_\beta$, $H_\gamma$ du spectre de l'hydrogène et pour la raie D du sodium au moyen d'un goniomètre de Schmidt et Haensch ; les quatre valeurs de $n$ servaient à calculer les coefficients $a$ et $b$ de la formule de Cauchy $n = a + \frac{b}{\lambda_2}$, qui permettait ensuite d'obtenir des valeurs de $n$ plus régulières que les valeurs observées. Le tableau suivant résume toutes les mesures de l'auteur :**

| Concentration | $\frac{n^2-1}{(n^2+2)d}$ | | | | | Température |
|---|---|---|---|---|---|---|
| P | $\lambda = \infty$ $a$ | $656^\mu,2$ $H_\alpha$ | $589^\mu,2$ D | $486^\mu,1$ $H_\beta$ | $434^\mu,0$ $H_\gamma$ | |
| 19gr,6565 | 0,1943 | 0,1983 | 0,1991 | 0,2015 | 0,2033 | 13° |
| 13 ,0884 | 0,1966 | 0,2006 | 0,2017 | 0,2044 | 0.2058 | 16° |
| 11 ,7576 | 0,1978 | 0,2013 | 0,2023 | 0.2043 | 0,2059 | 20° |
| 10 ,9744 | 0,1964 | 0,2012 | 0,2034 | 0,2045 | 0.2064 | 17° |
| 9 ,3168 | 0,1964 | 0,2010 | 0,2019 | 0,2019 | 0,2065 | 17° |
| 7 ,0110 | 0,1998 | 0,2037 | 0,2046 | 0,2067 | 0,2087 | 20° |
| 0 (eau) | 0,2014 | 0,2047 | 0,2060 | 0,2082 | 0,2092 | 16° |

| Concentration | $\frac{n-n_0}{p}$ | | | | | Température |
|---|---|---|---|---|---|---|
| P | $\lambda = \infty$ $a$ | $656^\mu,2$ $H_\alpha$ | $589^\mu,2$ D | $486^\mu,1$ $H_\beta$ | $434\mu$ $H_\gamma$ | |
| 19gr,6565 | 0,00243 | 0,00257 | 0,00254 | 0,00261 | 0,00271 | 13° |
| 13 ,0884 | 237 | 254 | 253 | 259 | 274 | 16° |
| 11 ,7576 | 240 | 252 | 248 | 249 | 261 | 20° |
| 10 ,9744 | 221 | 247 | 236 | 248 | 265 | 17° |
| 9 ,3168 | 213 | 244 | 235 | 245 | 272 | 17° |
| 7 ,0110 | 238 | 261 | 253 | 254 | 270 | 20° |
| 0 (eau) | » | » | » | » | » | 16° |

**L'auteur conclut de ces nombres que les différences $n - n_0$, pour une même longueur d'onde, sont proportionnelles à la concentration et que le pouvoir réfringent des solutions de chlorure de calcium calculé par la formule de Lorentz est indépendant, pour une même longueur d'onde, de la concentration et *qu'il diffère peu de celui de l'eau* dans les mêmes conditions.**

Il est impossible de souscrire à cette dernière conclusion, car si le pouvoir réfringent des solutions de $CaCl^2$ est indépendant de $p$, pour un même $\lambda$, il doit être égal à celui de l'eau et ne pas en différer même un peu. Il est, au contraire, visible sur les nombres de l'auteur que, pour une même longueur d'onde, finie ou infinie, le pouvoir réfringent est une fonction décroissante de la concentration, la diminution étant d'environ 3 0/0, quand on passe de l'eau pure à la solution la plus concentrée étudiée par M. Bremer.

G.-J.-W. BREMER. — La densité et la dilatation par la chaleur des solutions de chlorure de magnésium. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VI, p. 455.

L'auteur a étudié par la méthode du flacon, entre le point d'ébullition de l'eau sous la pression atmosphérique et — 6° environ, quatre dissolutions aqueuses de chlorure de magnésium aussi pures que possible et dont la concentration $p$ variait de 6gr,7 à 20 grammes de sel pour 100 grammes de solution.

Pour chaque dissolution, au moyen de dix à quinze expériences faites à des températures $t$ sensiblement équidistantes, l'auteur déterminait une formule du type

$$d = d_0 (1 - at - bt^2).$$

Les coefficients $d_0$, $a$, $b$ sont eux-mêmes des fonctions de la concentration $p$ de la forme :

$$d_0 = 1 + \alpha p + \beta p^2, \qquad a = c + xp + yp^2, \qquad b = e - \xi p - \eta p^2,$$

avec les valeurs suivantes des constantes :

| | | |
|---|---|---|
| $\alpha = 9.1729 \times 10^{-3}$ | $c = 1.4278 \times 10^{-4}$ | $e = 2.8037 \times 10^{-6}$ |
| $\beta = -5.507 \times 10^{-5}$ | $x = 4.4294 \times 10^{-6}$ | $\xi = 7.9542 \times 10^{-8}$ |
| | $y = -9.9804 \times 10^{-9}$ | $\eta = -3.1722 \times 10^{-11}$ |

F.-A.-H. SCHREINEMAKERS. — La tension de vapeur de mélanges ternaires. *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. V, p. 214 ; t. VII, p. 99 ; t. VII, p. 1.

F.-A.-H. SCHREINEMAKERS. — Die Faltenpunktskurven in ternaren Systemen (Les courbes de points de plissement dans les systèmes ternaires). — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VI, p. 170.

L'auteur étudie les phénomènes que peut présenter un système à

trois composants indépendants A, B, C, dont une des phases est constituée par une vapeur. Comme d'ordinaire, la composition du système est représentée par la position Q d'un point à l'intérieur d'un triangle équilatéral. Pour chaque phase, la valeur du potentiel thermodynamique à température et pression constantes est donnée par la longueur QS d'une perpendiculaire au plan du triangle menée par le point Q qui correspond à la composition chimique. Pour une composition déterminée, toutes les phases obéissent à l'équation de Van der Waals :

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT,$$

dans laquelle *a* et *b* sont fonctions de la composition de la phase. Si l'on reste en dehors des phénomènes critiques entre la solution et la vapeur, il arrive que V n'a qu'*une* valeur réelle au-dessus d'une certaine pression $P_1$ et au-dessous d'une autre $P_2$ ; pour des pressions comprises entre $P_1$ et $P_2$, V peut prendre *trois* valeurs réelles, Il suit de là qu'une phase de composition déterminée ne peut se présenter que sous un seul état quand la pression est supérieure à $P_1$ ou inférieure à $P_2$, mais qu'elle peut se présenter sous trois états quand la pression est comprise entre $P_1$ et $P_2$. Dans chacun de ces états, la phase a un potentiel thermodynamique déterminé : $\zeta_e$ pour l'état liquide, $\zeta_v$ pour l'état de vapeur, $\zeta_m$ pour l'état instable. Le lieu des points S définis plus haut est une certaine surface $\zeta$, qui se compose de trois parties ou *manteaux*, le manteau liquide, le manteau-vapeur et le manteau instable. Ces manteaux peuvent avoir plusieurs positions possibles, mais on reconnaît aisément que le manteau instable recouvre toujours les deux autres.

Il en est ainsi quand on admet que non seulement les phases liquides, mais encore les vapeurs, contiennent les trois composants. Si, par exemple, les vapeurs émises par des mélangés ternaires ne sont constituées que par deux ou un composant, le manteau-vapeur disparaît pour faire place, dans le premier cas, à une courbe du plan limite AB, dans le second cas à un simple point de ce plan.

L'auteur étudie successivement les mélanges homogènes, les mélanges hétérogènes et l'influence de substances étrangères sur la tension de vapeur et le point d'ébullition de mélanges binaires.

Comme complément à ses études théoriques, M. Schreinemakers donne quelques déterminations expérimentales relatives au système :

*eau-acétone* et *phénol*. Ce système a été choisi parce qu'il peut présenter deux couches liquides et aussi parce qu'à des températures supérieures à 68° les courbes binodales de ce système sont des courbes fermées, avec deux points de plissement. La base de ce système est évidemment fermée par les trois systèmes binaires : *eau-phénol*, *eau-acétone* et *phénol-acétone*, dont l'auteur détermine les tensions de vapeur.

Supposons que la composition d'un mélange ternaire soit donnée par les variables $x$ et $y$; la tension de vapeur P est une fonction de $x$, $y$, et de la température T à température constante, on a $P = f(xy)$. Par le point $(xy)$ du triangle équilatéral de référence menons une perpendiculaire au plan de longueur P; le lieu des points obtenus ainsi est une *surface de tension*. L'auteur montre que cette surface est séparée dans l'espace en deux parties par une courbe que l'on obtient en élevant en chaque point de la courbe binodale une perpendiculaire de longueur égale à la tension de vapeur du liquide correspondant.

J.-D. Van der WAALS. — Systèmes ternaires. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VII, p. 343.

J.-D. Van der WAALS. — Sur les conditions d'existence d'un minimum de température critique chez un système ternaire. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VIII, p. 69.

Il s'agit, cette fois, non plus seulement de l'étude de la tension de vapeur des systèmes ternaires dans un cas particulier, mais d'une étude complète de quelques-unes de leurs propriétés. L'auteur imagine un système composé de $1 - x - y$ molécules de la première substance, de $x$ molécules de la deuxième et de $y$ molécules de la troisième; le potentiel thermodynamique, ou l'énergie libre, est de la forme :

$$\zeta = f(x, y, v),$$

et l'on sait, d'après Gibbs, que la matière se groupe, à température et sous pression données, de telle sorte que $\zeta$ soit minima. Pour des valeurs données de T et de $p$, $\zeta$ ne dépend plus que de $x$ et $y$, et $\zeta$ peut être représenté géométriquement.

L'étude géométrique de la surface $\zeta$ montre que les phénomènes critiques d'un système ternaire sont les mêmes que pour un système binaire. M. Van der Waals discute ensuite les relations existant

entre la composition et la température des phases coexistantes et le volume ou la pression, puis les conditions d'existence d'un minimum même de la température critique; dans ce dernier cas, les phénomènes critiques d'un système ternaire ne diffèrent pas énormément de ceux d'une substance simple.

J.-D. VAN DER WAALS. — Sur la relation entre les modifications subies par le volume spécifique de la vapeur saturée et celui du liquide coexistant sous l'influence des variations de température. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. V, p. 407.

Si l'on suppose que l'énergie potentielle d'une substance normale peut être entièrement calculée au moyen du travail d'une pression superficielle, la théorie de l'auteur le conduit à l'équation :

$$\frac{dv_1}{\beta_1} = -\frac{dv_2}{\beta_2},$$

$v_1$ et $v_2$ étant les volumes spécifiques du liquide saturé et de la vapeur saturée à une même température, $\beta_1$ et $\beta_2$ les coefficients de compressibilité des deux phases coexistantes. Les expériences de Sydney Young relatives à l'éther conduisent à des vérifications satisfaisantes, mais non complètement rigoureuses, difficulté que, seules, des recherches expérimentales directes pourraient élucider.

J.-D. VAN DER WAALS. — Sur une formule exacte exprimant la variation de $b$ avec le volume. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VI, p. 47.

On a déjà vu dans ce recueil (1) que, pour représenter la variation du covolume $b$ avec le volume, à température constante, Van der Waals imagine une substance à molécules triatomiques dont deux atomes ont des mouvements indépendants par rapport au centre de gravité du système. On obtient alors pour $b$ une expression approchée fonction de $v$ et du volume réel de la molécule, $b_0$, au zéro absolu, dans laquelle on suppose qu'un certain coefficient numérique $f$ est compris entre 1 et 2. L'auteur revient cette fois aux équations d'équilibre qui conduisent à cette formule approchée et en tire des relations rigoureuses, qui ne supposent plus rien sur la valeur

(1) J.-D. VAN DER WAALS, *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 56.

du coefficient $f$, mais qui sont un peu trop compliquées pour qu'il y ait de l'intérêt à les reproduire ici.

J.-P. KUENEN. — Mixtures of hydrochlorie acid and methylether (Mélanges d'acide chlorhydrique et d'oxyde de méthyle). — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. V, p. 306.

Friedel découvrit, en 1875, que l'oxyde de méthyle, dont le point d'ébullition normal est à — 23°,5, forme avec l'acide chlorhydrique, lorsque la proportion des deux substances est d'environ 6 parties d'éther en poids pour 5 d'acide chlorhydrique, un mélange à un point d'ébullition constant situé à + 2°. Le mélange des corps HCl et $C^2H^6O$, en dehors de toute action chimique apparente, présente beaucoup d'autres anomalies qui ont engagé l'auteur à en reprendre l'étude.

Bien qu'un grand nombre de mesures manquent, le diagramme de P. Duhem dans le plan des ($p$, T) démontre l'existence d'un mélange, riche en $C^2H^6O$, pour lequel la pression de vapeur passe par un minimum; en même temps que l'addition de HCl abaisse la pression de vapeur, elle élève la température critique du mélange. Une autre particularité digne d'être rapportée est la largeur de la boucle présentée par le mélange de 7 0/0 d'éther avec 93 0/0 d'acide. A la température critique de 85°, la condensation de ce mélange commence à 50 atmosphères pour se terminer vers 103,5 atmosphères, le phénomène de la condensation rétrograde pouvant être observé entre 85° et 106° environ.

H.-W. BAKHUIS ROOZEBOOM. — Sur l'équilibre de cristaux mixtes avec la phase vapeur. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. V, p. 360.

L'auteur ne fait qu'exposer rapidement la question de l'équilibre entre les cristaux mixtes et leur phase vapeur, ainsi que les rapports entre cet équilibre et d'autres où les cristaux peuvent prendre naissance. Il s'agit, comme précédemment[1], des cristaux mixtes de deux substances A et B, dans le cas particulièrement simple où A et B sont miscibles en toute proportion à l'état solide, auquel cas il en sera de même à l'état liquide et à l'état vapeur.

---

(1) BAKHUIS ROOZEBOOM, *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 160 et 161.

Il construit et discute des graphiques qui expriment les relations des équilibres des deux phases : cristaux mixtes + liquide, cristaux mixtes + vapeurs et liquide + vapeur, ainsi que l'équilibre des trois phases prenant naissance par la coïncidence des trois systèmes de deux phases.

J.-H. VAN'T HOFF. — La formation de l'anhydrite naturelle et le rôle du temps dans les transformations chimiques. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VI, p. 471.

L'étude des conditions de formation des différents composés salins que contiennent les dépôts maritimes naturels montre l'extrême lenteur avec laquelle certains équilibres s'établissent; celle de l'anhydrite naturelle $SO^4Ca$ présente ce genre de difficulté à un degré excessif.

Le point de départ est l'indication de Hoppe-Seyler d'après laquelle une solution saturée de NaCl transforme vers 125-130° le gypse $SO^4Ca,2H^2O$ en anhydrite avec production intermédiaire d'un semihydrate $(SO^4Ca)^2 H^2O$, alors qu'à la température ordinaire c'est l'inverse qui a lieu. L'auteur, avec ses élèves, a commencé par déterminer avec précision la tension maxima de l'eau de cristallisation du gypse, d'où il résulte qu'à 107°,2 la tension de l'eau du gypse atteint celle de l'eau pour la dépasser au-dessus de 107°,2. On en déduit que le phénomène de la prise du plâtre (le plâtre cuit commercial n'était autre que le semihydrate) doit se renverser au-dessus de 107°,2 ce qui se vérifie au dilatomètre, la transformation en question étant accompagnée d'un changement de volume considérable.

L'étude de la deshydratation totale du gypse précipité montre qu'elle se produit plus facilement, donc à température plus basse, que la formation du semihydrate; il s'ensuit que ce dernier doit tendre à se décomposer au gypse et anhydrite, ce que l'auteur a vérifié directement. On prouve ainsi que la perte totale de l'eau se produit chez le gypse au-dessous de 100°, l'anhydrite qui se forme étant la variété soluble : comme celle-ci est instable et se transforme en anhydrite ordinaire insoluble, la production de cette dernière peut se produire à des températures beaucoup plus basses, voisines de 30°, pourvu qu'on fasse intervenir le temps. L'hypothèse, formulée autrefois, qu'une forte pression avait dû intervenir dans la formation de l'anhydrite naturelle est ainsi réduite à néant.

L'auteur termine son mémoire par une remarque d'une très haute portée. L'étude des chlorures, bromures, iodures, azotates des métaux alcalins ne révèle que des phénomènes de retard insensibles. Ceux-ci s'introduisent dès que l'acide est bibasique ou le métal diatomique; c'est pour cela que le sulfate de soude se sursature si facilement. Les phénomènes s'exagèrent avec le phosphore triatomique; quant aux combinaisons du carbone tétratomique, la physionomie toute particulière des innombrables composés organiques auxquels il donne naissance est reconnue depuis longtemps. M. Van't Hoff en conclut que la résistance aux transformations des combinaisons chimiques augmente avec la valence des groupes et des atomes dont elles se composent.

J.-P. KUENEN. — On the law of the constancy of the quantity of heat. *Archives Néerlandaises*, 2ᵉ série, t. VI, p. 39.

Quand on écrit l'équation calorimétrique de la méthode des mélanges en disant que la quantité de chaleur perdue par le corps submergé a été gagnée par le calorimètre, abstraction faite de la chaleur perdue ou gagnée par rayonnement, on refait le raisonnement de Black et on suppose implicitement que la chaleur est une substance. Cette forme de raisonnement, bien que conduisant à des résultats exacts, est évidemment vicieuse. L'auteur établit l'équation des mélanges en s'appuyant sur une série d'expériences convenablement ordonnées et conduisant au résultat cherché sans qu'à aucun moment on ait fait d'hypothèse sur la nature de la chaleur.

J.-D. VAN DER WAALS JR. — La propagation libre de la radiation est-elle réversible ? — *Archives Néerlandaises*, 2ᵉ série, t. V, p. 587.

MM. Wien et Planck, par des méthodes très différentes, se sont efforcés d'étendre le principe de l'entropie, qui règle les phénomènes thermiques des corps, de telle manière qu'il pût être également applicable aux quantités de chaleur existant sous forme rayonnante dans le vide. La concordance des résultats obtenus par les deux auteurs est presque absolue; toutefois ils sont arrivés à des résultats opposés dans la question de savoir si la propagation libre de la radiation, celle dans laquelle le rayonnement ne fournit pas de travail, est un phénomène réversible ou non réversible, M. Wien étant pour la

non-réversibilité, M. Planck pour la réversibilité. A la suite d'une discussion très serrée, M. Van der Waals Jr conclut dans le sens de la non-réversibilité.

J. BOSSCHA. — Remarques sur les normales barométriques et leur usage dans la prévision du temps. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. V, p. 529.

Dans l'état présent de la météorologie, la prévision du temps est fondée principalement sur le tracé, dans les cartes synoptiques, des isobares et sur la détermination, en grandeur et en direction, des gradients barométriques. Pour cela, il faut connaître les lectures du baromètre faites simultanément dans les diverses stations d'une région assez étendue, après que ces lectures ont été réduites à un même niveau, qui est ordinairement le niveau de la mer. Malheureusement, pour les stations très élevées, la réduction au niveau de la mer par la formule de Laplace peut être une cause d'erreurs sensibles. On a tâché d'éluder cette difficulté en remplaçant la réduction à un même niveau par la méthode dite *des écarts barométriques*. Elle consiste à calculer pour chaque station la moyenne des hauteurs barométriques observées aux mêmes dates et aux mêmes heures pendant une longue série d'années : cela constitue la *normale barométrique* de cette station. La différence entre cette normale et la lecture barométrique obtenue à la même date et à la même heure est considérée comme un *écart* qui caractérise l'état atmosphérique dans le lieu au moment correspondant. On compare ensuite les écarts simultanés de diverses stations pour en déduire, au lieu du *gradient barométrique réel*, un *gradient des écarts*, auquel on attribue la même propriété, savoir celle d'indiquer la direction du vent par la perpendiculaire au gradient prise dans une direction qui, dans notre hémisphère, laisserait à gauche le côté bas de la pente.

On voit que la méthode des écarts est un moyen détourné de remplacer la correction du niveau, calculée par la formule de Laplace, par une correction déterminée empiriquement au moyen d'une longue suite d'observations. La préférence à accorder à l'une ou à l'autre des deux méthodes a fait l'objet de longues discussions restées indécises ; cependant les météorologistes sont tombés d'accord sur ce point que, pour les stations qui ne sont pas à plus de 300 mètres au-dessus de la mer, la réduction au niveau moyen de la mer est admis-

sible. Les remarques de M. Bosscha ont pour but de montrer que la méthode des écarts barométriques n'est pas exacte et que la réduction au niveau de la mer est la seule rigoureuse, au moins pour les stations de faible altitude.

H.-A. LORENTZ. — Considérations sur la pesanteur. — *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. VII, p. 325.

Il importe d'examiner si l'on peut arriver à une explication de la gravitation en admettant que l'éther peut être le siège des deux changements d'état qui existent dans un champ électrique et dans un champ magnétique et qui satisfont aux équations électromagnétiques bien connues. Une telle théorie impliquerait que l'éther ne peut agir directement que sur des particules *chargées*, sur des électrons. On serait donc forcé de se représenter chaque particule de la matière pondérable comme constituée par deux électrons, de charges égales et de signe contraire, et la pesanteur résulterait des forces qui agissent sur ces particules chargées.

Si l'on considère le cas d'un corps A qui se meut autour d'un autre corps M, lequel se déplace avec une vitesse constante, la théorie électromagnétique montre qu'en dehors de l'attraction $\frac{k}{r_2}$ $(r = MA)$, qui existerait seule si les deux corps étaient en repos, le corps A est en outre soumis à quatre forces très petites en général et dont deux agissent dans la direction du rayon $r$ et les deux autres dans des directions différentes. Un calcul sommaire a montré à M. Lorentz que les modifications ainsi apportées à la loi de Newton ne suffisent pas pour rendre compte du mouvement du périhélie de Mercure; il est possible que les termes ajoutés à l'expression ordinaire de la loi de gravitation aient une influence notable chez des corps célestes autres que Mercure; mais cela n'est pas probable.

Quoi qu'il en soit, on voit par là que la pesanteur peut être attribuée à des actions qui ne se propagent pas avec une vitesse plus grande que celle de la lumière.

E. Mathias.

**THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE;**

**4e série; t. XV; janvier-juin 1903.**

**W. ROLLINS. — On Ruling Concave Gratings (Machine à diviser les réseaux concaves). — P. 49-53.**

La machine de Rowland trace des sillons qui sont des dièdres ayant leurs faces correspondantes toutes parallèles, et leurs plans bissecteurs parallèles et équidistants, abstraction faite des défauts de la vis; la courbure du réseau produit alors les défauts suivants, dont quelques-uns sont en relation avec la théorie des *fausses raies spectrales* que donnent ces réseaux, d'après Lyman[1] :

1° La largeur de la bande de surface concave comprise entre deux traits consécutifs va en croissant du centre aux bords;

2° Les faces du sillon forment avec la surface du réseau des dièdres qui varient régulièrement du centre aux bords ;

3° Un même sillon a deux faces inégales;

4° Un même sillon offre une partie tracée par le diamant en remontant la pente et une autre en descendant la pente : elles sont forcément dissemblables.

L'auteur décrit le projet d'une machine qui donnerait, sur une surface concave cylindrique, des sillons équidistants, tels que les plans bissecteurs aillent tous passer par l'axe du cylindre. Pour cela, le mouvement de la vis produit la rotation du réseau autour de l'axe même de sa surface cylindrique : celle-ci présente donc successivement ses différentes génératrices au diamant, qui les entaille toutes de la même façon.

**John-E. BURBANK. — Lecture Experiment on Surface Tension and Superficial Viscosity (Expérience de cours sur la tension superficielle et la viscosité superficielle). — P. 140-149.**

Une sphère de paraffine, lestée de plomb de façon que l'ensemble ait une densité moyenne très peu inférieure à celle de l'eau, abandonnée au fond d'un vase plein d'eau, rebondit en arrivant à la surface, grâce à la tension superficielle de la lame d'eau soulevée.

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 580; 1901.

Dans d'autres expériences, des sphères liquides rebondissent sur la surface de séparation de deux autres liquides.

H.-N. DAVIS. — Method of Demonstrating Newton's colors by Transmitted Light (Méthode de démonstration des couleurs de Newton en lumière transmise). — P. 224-227.

Les colorations des lames minces d'eau de savon par transmission sont noyées dans l'excès de lumière blanche : elles se prêtent, au contraire, à de brillantes expériences de cours, si, au lieu d'une seule lame verticale, on en place parallèlement une série de 16 à 30 identiques.

L'auteur décrit la circulation qui s'établit à l'intérieur de la lame liquide : les gouttes apparentes qui descendent verticalement ne sont pas de véritables gouttes, convergentes à cause de leur relief : ce sont des globules de solution plus concentrée et par suite plus réfringents que le reste de la lame : le même phénomène se produit à l'intérieur d'une lame liquide, maintenue entre deux lames de verre parallèles.

C.-C. HUTCHINS. — The Boys Radiomicrometer (Le radiomicromètre de Boys). P. 249-254.

Perfectionnements apportés à la construction minutieuse de cet appareil si sensible. L'important est d'employer, pour constituer le circuit minuscule, des matériaux aussi peu magnétiques que possible. Cet inconvénient inévitable rend la théorie de l'appareil difficile. La perturbation magnétique allant en croissant comme le carré du champ magnétique, la sensibilité n'est pas proportionnelle à l'intensité de ce champ, comme elle le serait si le circuit était neutre.

1° Le couple thermoélectrique est constitué par deux barreaux Bi avec $\frac{2}{100}$ Sb et Bi avec $\frac{10}{100}$ Sn, dont les dimensions maxima en millimètres sont $10 \times 0,5 \times 0,07$ ;

2° La petite boucle en fil d'argent aplati qui constitue la bobine mobile du galvanomètre est obtenue en argentant par électrolyse un fil mince de cuivre, laminant ce fil, lui donnant la forme voulue,

découpant une bande centrale et dissolvant le cuivre par l'acide chlorhydrique qui laisse deux rubans d'argent;

3° Un disque de cuivre, circulaire, noirci, de 1 millimètre de diamètre, réunit les barreaux;

4° Le fil de quartz a une longueur qui varie de 1 à 10 centimètres et permet de régler la sensibilité. On obtient une période d'oscillation d'au moins 20 secondes.

F.-A. GOOCH et H.-E. MEDWAY. — The Use of a Rotating Cathode in the Electrolytic Determination of the Metals (Emploi d'une cathode tournante pour l'analyse chimique par électrolyse). — P. 320-323.

La cathode est constituée par un creuset de platine auquel un moteur donne un mouvement rapide de rotation (10 ou 12 tours par seconde). L'anode est une plaque de platine. L'avantage est de pouvoir opérer l'analyse électrolytique de solutions salines en très peu de temps; l'hydrogène dégagé à la cathode n'est plus un obstacle, en effet, à l'emploi d'une très grande densité de courant, et le dépôt est aussi compact et aussi adhérent que dans l'électrolyse ordinaire avec très faible densité de courant.

Arthur W. EWELL. — Rotatory polarization mechanically produced (Polarisation rotatoire produite par des actions mécaniques). — P. 363-388.

L'auteur complète et rectifie les résultats d'un travail précédent (1) sur le pouvoir rotatoire de cylindres solides tordus. Le corps employé est une gelée formée de gélatine, de glycérine et d'eau qui peut être soumise facilement à une distorsion considérable; les cylindres de gelée, placés verticalement, remplissent des tubes de caoutchouc, dont les extrémités sont fixées à des tubes de laiton. Les couples de torsion sont produits à l'aide de poids et de poulies. Le polarimètre, à axe vertical, comprend deux nicols et un biquartz. La gelée possède naturellement un pouvoir rotatoire notable : on l'élimine, ainsi que les effets de la double réfraction produite par traction ou compression longitudinale. La rotation due à la torsion obéit aux lois suivantes :

(1) *Amer. Journ. of Sc.*, t. VIII, p. 89; 1899; et *Johns Hopkins Univ. circulars;* juin 1900.

1° Elle dépend de l'enveloppe latérale, et de son épaisseur, et cette influence, qui est considérable, demeure mal expliquée dans l'essai de théorie que donne l'auteur, à la fin de son travail;

2° Sans enveloppe, les cylindres de gelée tordus font tourner le plan de polarisation en sens inverse de leur torsion ;

3° Pour une torsion donnée, la compression longitudinale augmente la rotation, la traction la diminue : ces effets suivent approximativement une loi exponentielle;

4° Des torsions antérieures ont un effet résiduel sensible : elles accroissent la rotation produite par des torsions ultérieures plus faibles que la première, et cela dans les deux sens;

5° L'effet ne dépend pas de la pression hydrostatique;

6° La rotation, toutes les perturbations étant évitées, croît comme la 4e puissance du couple de torsion.

Les expériences analogues sur des cylindres de verre n'ont donné aucun résultat, contrairement aux premières publications de l'auteur sur ce sujet.

Enfin la dispersion rotatoire correspondante est difficile à étudier, étant données les difficultés inhérentes aux mesures.

E.-W. SCRIPTURE. — A New Machine for Tracing Speech Curves (Nouvelle machine à tracer les courbes de la parole).

Machine destinée à tracer sur une bande de papier enfumé, en les amplifiant énormément, les dépressions que présente un cylindre de phonographe précédemment enregistré. Un même moteur fait tourner très lentement le cylindre (1 tour en 4h30m) et rapidement la bande réceptrice, enroulée sur deux tambours. La petite branche d'un levier, qui constitue la partie délicate de l'appareil, est formée par une pointe de saphir qui suit la dépression du cylindre en celluloïd. La grande branche consiste essentiellement en une paille terminée par une pointe de verre, qui trace la courbe amplifiée.

H. Bénard.

---

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;

T. XVII et XVIII; mai, juin, juillet 1803.

J. HARTMANN. — On a new relation ship between arc and spark spectra (Sur une nouvelle relation entre les spectres de l'arc et de l'étincelle). — XVII, p. 270-280.

La raie du magnésium, λ 4481, ne s'observe guère avec une intensité notable que dans l'étincelle condensée. M. Hartmann recherche dans quelles conditions on peut l'apercevoir dans le spectre de l'arc, et il arrive à cette conclusion assez surprenante qu'elle y est d'autant plus forte que l'intensité du courant est plus faible. Voici, en fonction, de l'intensité de la raie λ 4352, les intensités qu'il a observées avec un arc métallique éclatant dans l'air à un voltage constant de 120 volts.

| | |
|---|---|
| à 8 ampères | I = 0,03 |
| 6 — | = 0,05 |
| 3 — | = 0,5 |
| 0,8 — | = 3 |
| 0,4 — | = 10. |

Ce résultat est d'autant plus important que l'on avait déduit de la présence de cette raie dans le spectre des étoiles de la première classe que ces astres sont à une température plus haute que ceux qui ne la possèdent pas. Or il est difficile d'admettre que le dégagement calorifique d'un arc à 0,4 ampères atteint celui d'un arc à 8 ampères, tous deux de même voltage. De cette expérience et de quelques autres, l'auteur conclut que les vibrations moléculaires qui donnent naissance aux raies de l'étincelle n'ont pas une origine thermique, mais une origine électrique.

E.-F. NICHOLS et G.-F. HULL. — The pressure due to radiation (La pression due au rayonnement). — XVII, p. 315-351.

Les recherches sur la pression de la lumière ont toujours été entravées par l'action perturbatrice des gaz, qu'il est impossible d'enlever complètement de l'espace entourant le corps sur lequel tombe la radiation. Cette dernière action est fonction de la différence de température entre le corps et l'espace environnant, et de la pres-

sion du gaz. M. Lebedew [1] a cherché à la réduire en employant une balance à ailettes métalliques très minces, noircies ou polies, entourées de gaz à très faible pression. MM. Nichols et Hull expérimentent au contraire à des pressions relativement élevées, mais en se plaçant dans des conditions où l'action du gaz, soigneusement étudiée, a été trouvée négligeable :

1° Les surfaces qui reçoivent le rayonnement sont des réflecteurs aussi parfaits que possible. Ceci réduit au minimum leur élévation de température, et augmente la pression de la radiation. Ce sont de petites lames de verre très minces que l'on argente sur une de leurs faces avant toutes les séries de mesures ;

2° En étudiant l'action d'un rayon d'intensité constante sur la même surface entourée d'air à différentes pressions, les auteurs ont trouvé que l'action du gaz change de signe dans leur appareil quand le gaz passe de la pression de $19^{mm},8$ à celle de $11^{mm},2$. Leurs mesures ont été faites vers 16 millimètres de mercure ;

3° L'appareil, une sorte de balance de torsion, porte deux ailettes symétriques construites de telle façon que si les forces dues à l'action des gaz et à l'action du rayonnement ont le même signe dans un cas, un renversement de la suspension les met en opposition ; la moyenne des forces sur les deux faces des ailettes est donc, en partie au moins, débarrassée de l'action des gaz ;

4° La pression due au rayonnement atteint son maximum instantanément, tandis que l'action du gaz s'accroît avec la durée de l'exposition. L'action du gaz est donc réduite par une méthode de mesure balistique. La durée de l'exposition était de 6 secondes tandis que la durée d'oscillation atteignait 24 secondes.

Pour être sûr que les pressions observées dépendaient seulement de l'intensité de la lumière et non de sa longueur d'onde, toutes les observations ont été faites avec trois groupes différents de radiations : 1° sans introduire de milieu absorbant sur le trajet du faisceau ; 2° en y plaçant un verre rouge ; 3° en y plaçant une cuve d'eau.

Pour comparer les résultats expérimentaux avec les nombres calculés avec la formule de Maxwell $p = \frac{E(1+\rho)}{V}$, il faut mesurer E,

(1) *Rapports du Congrès intern. de Physique*, t. II, p. 133 ; — et *J. de Phys.*, p. 127 ; 1902.

intensité du rayon incident, et $\rho$, coefficient de réflexion. Les mesures de $\rho$ consistaient à faire tomber sur un bolomètre convenable d'abord le faisceau réfléchi par la surface étudiée, puis le faisceau direct ; ce coefficient était en moyenne 84,8. Les auteurs avaient d'abord fait les mesures de E avec un bolomètre(1) ; mais vu l'incertitude des résultats ainsi obtenus, ils se sont trouvés conduits à utiliser une sorte de pile thermo-électrique. L'énergie employée était :

| | | |
|---|---|---|
| à travers l'air .................... | $(1{,}108 \pm 0{,}004)\,10^6$ | ergs par seconde |
| à travers le verre rouge.......... | $(1{,}078 \pm 0{,}004)\,10^6$ | — |
| à travers l'eau .................. | $(1{,}008 \pm 0{,}004)\,10^6$ | — |

Le tableau suivant donne les valeurs des pressions observées et calculées.

| | Valeurs observées en $10^{-5}$ dynes | Valeurs calculées en $10^{-5}$ dynes | Obs-calcul en pourcentage |
|---|---|---|---|
| à travers l'air ......... | $p = 7{,}01 \pm 0{,}02$ | $7{,}05 \pm 0{,}03$ | $-0{,}6$ |
| à travers le verre rouge. | $p = 6{,}94 \pm 0{,}02$ | $6{,}86 \pm 0{,}03$ | $+1{,}1$ |
| à travers l'eau......... | $p = 6{,}52 \pm 0{,}03$ | $6{,}48 \pm 0{,}04$ | $-0{,}6$ |

La théorie de Maxwell-Bartoli est donc ainsi confirmée quantitativement dans les limites des erreurs d'observations.

E.-F. NICHOLS et G.-F. HULL. — The application of radiation pressure to cometary theory (L'application de la pression de radiation à la théorie cométaire). — XVII, p. 352-360.

Les résultats des expériences exposées dans le mémoire précédent permettent de faire une application rigoureuse de la théorie de la pression de la lumière aux phénomènes cosmiques, en particulier à la théorie cométaire. Mais quoique on puisse bien expliquer, à l'aide de cette pression, la répulsion de la queue des comètes, les auteurs ne croient pas que ce soit la seule cause que l'on doive invoquer. Les petites particules échauffées d'un côté et entourées de gaz et de vapeur, même à des pressions très basses peuvent être repoussées comme les ailettes d'un radiomètre, et les gaz fixés à la surface des particules, se dégageant sous l'influence de la chaleur solaire du côté illuminé peuvent leur donner une poussée en sens inverse.

(1) *Phys. Review.*, XIII, p. 307 ; et *J. de Phys.*, 1902. — Les nombres publiés alors sont erronés, précisément à cause d'une mauvaise évaluation de la résistance de ce bolomètre.

MM. Nichols et Hull ont fait une expérience de laboratoire qui montre que ces influences ne sont pas négligeables. Un tube en forme de sablier contient de la poudre d'émeri, et des spores de *Lycoperdon*. La pression de la vapeur qui le remplit est certainement bien inférieure à $0^{mm},0005$. Un faisceau lumineux est dirigé en dessous de l'étranglement du tube sur les particules qui s'écoulent. On voit alors les spores de lycoperdon se séparer des grains d'émeri, mais l'action qu'elles subissent est au moins dix fois plus grande que l'effet attribuable à la pression de la lumière.

R.-W. WOOD. — Photographic reversals in spectrum photographs (Renversements photographiques dans les photographies de spectres). — XVII, p. 361-372.

L'auteur étudie les causes qui peuvent produire des renversements d'image dans les photographies, ce qui risque de produire de graves erreurs dans les études photographiques des spectres. Il discute en particulier, l'effet Clayden, qui se produit quand une plaque est voilée à la lumière diffuse après avoir servi à une pose de moins de $0^s,001$ ; la photographie instantanée apparaît positive. L'auteur trouve que la longueur d'onde de la lumière intervient peu, qu'avec des chocs lumineux très brefs et très intenses le voile doit être produit par une lumière relativement intense et de courte durée, tandis qu'avec des poses de $0^s,001$ la lumière qui voile doit être faible et prolongée. Si l'on range les agents photographiques dans l'ordre suivant : pression mécanique sur la plaque, rayon X, choc lumineux, lumière diffuse, une impression de chacun d'eux peut être renversée par l'action d'un des agents qui le suivent, mais dans aucun cas par celle d'un de ceux qui le précèdent.

C.-G. ABBOT. — The construction of a sensitive galvanometer for spectrobolometric purpose (Construction d'un galvanomètre sensible pour les travaux spectro-bolométriques). — T. XVIII, p. 1-20.

Pour obtenir les galvanomètres extrêmement sensibles dont l'usage s'impose pour les travaux spectro-bolométriques, Langley et ses élèves ont entrepris l'étude systématique de tous les organes de ces instruments : bobines, aiguilles, cage, accessoires. Ce mémoire donne le résumé de cette étude et indique les procédés employés par l'auteur dans la construction de ses appareils.

Voici les résultats obtenus dans les recherches sur le moment magnétique du système des aiguilles :

1° L'acier au tungstène de Rowland est le meilleur ;

2° Une masse donnée d'acier a un moment magnétique plus grand si sa section est carrée ou ronde que si elle est plate, et d'autant plus grande que le rapport de la longueur au diamètre est plus grand ;

3° Une masse donnée d'acier d'une certaine longueur a un moment magnétique d'autant plus grand qu'elle est subdivisée en un plus grand nombre de barreaux ;

4° Le moment magnétique d'une aiguille, dont la longueur vaut de 5 à 40 fois le diamètre, est donné par la relation $M = k' \frac{wa}{r}$, où M est le moment magnétique, $w$ la masse, $a$ la demi-longueur, $r$ le rayon et $k'$ une constante dépendant de l'acier employé.

5° La réunion de plusieurs aiguilles réduit leurs moments magnétiques propres de un trentième si elles sont séparées par un espace de cinq diamètres, et d'un tiers si l'espace est de deux diamètres. Il n'est pas désirable que l'intervalle soit supérieur à trois diamètres.

**A. FOWLER et H. SHAW. — On formulæ for spectrum series (Sur des formules pour les séries spectrales). — XVIII, p. 21-32.**

Les formules que préconisent les auteurs sont des généralisations de la formule de Balmer ; ce sont :

$$n = n_\infty - \frac{C}{m^p - m_0} \qquad \text{et} \qquad n = n_\infty - \frac{C}{(m + \mu)^2 - m_0},$$

où $m$ représente un nombre entier, $n$ la fréquence des oscillations, $n\infty$, C, $m_0$, $p$, $\mu$ des constantes à déterminer avec quatre raies. Le mémoire donne les valeurs de ces constantes pour les séries principales du sodium, du potassium, du lithium, pour la série de triplet du magnésium, et pour les séries secondaires de l'hélium. Les deux formules, la dernière surtout, représentent mieux les observations que celles de Rydberg et de Kayser et Runge.

**W. H. JULIUS. — Pecularities and changes of Fraunhofer lines interpreted as consequences of anomalous dispersion of sunlight in the corona (Particularités et changements dans les raies de Fraunhofer, interprétés comme des conséquences de la dispersion anomale de la lumière solaire dans la couronne). — XVIII, p. 50-65.**

M. Julius a appliqué déjà (1) avec succès la théorie de la dispersion anomale à l'explication de certains phénomènes de la chromosphère. Il s'en sert maintenant pour expliquer le spectre anormal du soleil que G. Hale a décrit dernièrement (2). Rappelons que dans ce spectre la bande due à une tache solaire projetée sur la fente est beaucoup plus faible que dans les spectres que l'on avait photographiés auparavant ; que plusieurs raies de Fraunhofer sont très affaiblies, tandis que d'autres sont très renforcées et que plusieurs raies sont plus ou moins déplacées.

L'auteur admet que la lumière de la chromosphère est produite par les rayons de la photosphère ayant subi une forte réfraction ; d'après sa théorie, les raies de Fraunhofer doivent apparaître dans le spectre ordinaire du soleil sur un fond obscurci ; les raies sombres auraient donc une origine double : l'*absorption* réelle des ondes, correspondant exactement aux périodes des milieux traversés, et enfin la *dispersion* des radiations voisines fortement déviées. Dans le spectre de Hale, les raies particulièrement faibles sont celles qui sont sujettes à de fortes dispersions anomales. Si elles y sont peu visibles, si la bande sombre due à la tache a presque disparu, c'est que les ondes qui, dans les circonstances normales, manquent dans ces régions du spectre, à cause de leur forte dispersion, ont été réunies de nouveau, de façon à pouvoir atteindre l'instrument au moment de l'observation. Le tout est d'expliquer pourquoi ces rayons se sont trouvés de nouveau rassemblés. La cause en serait dans la constitution particulière de la couronne solaire. On sait qu'elle paraît être formée de faisceaux de rayons s'éloignant du soleil. Si la matière coronale a une densité qui varie de façon à correspondre à cette structure particulière, on peut la comparer à un paquet de tubes de verre qui rassemblent et conduisent comme on le sait les rayons lumineux à travers toute leur longueur. Un rayon

(1) *J. de Phys.*, 4e série, I, p. 55, 509. Voir aussi les mémoires de M. Julius insérés dans les *Archives Néerlandaises* et analysés plus haut, p. 154.
(2) *J. de Phys.*, II, p. 719.

pour lequel le milieu a une constante de réfraction positive doit tourner autour des parties les plus denses; un autre pour lequel cette constante est négative contournera les parties raréfiées. Les rayons coronaux sont parfois extrêmement longs; il n'y a qu'à supposer que la terre était exactement dans la direction d'un de ces rayons au moment du spectre anormal pour que les irrégularités observées deviennent claires.

M. Julius explique encore, d'après la même théorie, pourquoi, dans le spectre ordinaire du soleil, certaines lignes, et des plus intenses, ont des intensités et des positions variables, pourquoi enfin l'ombre qui entoure les raies H et K est parfois brisée en une série de faibles raies nébuleuses (Voir Jewel, *Astroph. Journ.*, t. III, p. 108).

J. HARTMANN. — The wave-lengths of the silicon lines λ 4128 and λ 4131 and of the carbon line λ 4267 (Longueur d'onde des raies de la silice λ 4128, λ 4131, et de la raie du carbone λ 4267). — XVIII, p. 65-66.

Voici les longueurs d'ondes de ces raies, mesurées sur des photographies de spectres de tubes de Geissler contenant l'un du tétrafluorure de silicium à basse pression, l'autre du cyanogène.

4.128.204
4.131.040
4.267.301

J. Baillaud.

---

**THE PHYSICAL REVIEW;**

T. XV; 1902; et XVI; 1903.

F. ALLEN. — Persistence of vision in color-blind subjects (Persistance des impressions lumineuses chez les daltoniens). — P. 193-225.

L'auteur a étudié 26 cas de daltonisme, en déterminant pour chacun d'eux la courbe de persistance des impressions lumineuses en fonction de la longueur d'onde. D'après les différences entre ces courbes et la courbe normale, il répartit les différents cas étudiés

par lui en sept classes. Il remarque en outre que les courbes de persistance désignées ci-dessus présentent pour les daltoniens un ou deux maximums, qui se présentent en général dans le rouge, le vert ou le violet.

Les résultats obtenus sont en opposition absolue avec l'hypothèse de l'existence de quatre couleurs fondamentales; en revanche, ils s'accordent avec l'existence du rouge, du vert et du violet comme couleurs primaires. Ils portent à admettre en outre l'existence d'une sensation indépendante du blanc.

R. DREW. — Interference in thin films-a graphical treatment (Construction graphique des franges d'interférences). — P. 226-232.

Il s'agit d'une méthode graphique pour déterminer la position des franges d'interférences localisées fournies par les lames minces. L'auteur, qui cite les travaux de Michelson, Feussner et Pocklington, ne paraît pas avoir aucune connaissance de ceux de Macé de Lépinay et Fabry.

E. POUCHER. — Attractive force and magnetic induction (Force attractive et induction). — P. 233-236.

Il s'agit d'une vérification de la formule $F = \frac{SB^2}{8\pi}$, qui donne la force attractive d'un solénoïde armé. Cette relation, qui s'applique à l'électro-aimant, n'est pas vérifiée pour les corps magnétiques placés dans son voisinage.

W. DIGWIDDIE. — A cele for measuring the electrical resistance of liquides (Mesure de la conductibilité des liquides). — P. 237-238.

Méthode simple pour obtenir une colonne d'électrolyte de dimensions connues, dont on mesure la résistance par la méthode de Kolhrauch.

G. BURGESS. — Alfred Cornu. — P. 239-242.

Résumé historique de l'œuvre scientifique de Cornu, et son influence sur la science française et universelle.

J. SHEARER. — References to papers on low temperature research (Bibliographie sur l'étude des basses températures). — P. 243-254.

Il s'agit d'une liste bibliographique, qui paraît très complète, relative aux questions suivantes : Liquéfaction de gaz ; — Mesure des basses températures ; — Phénomènes électriques et magnétiques aux basses températures ; — Phénomènes calorifiques, lumineux, chimiques ; autres actions diverses. — Cette liste ne comprend que les publications postérieures à 1889.

R. PRENTISS. — Practical application of Fourier's series to harmonic analysis (Application des séries de Fourier à l'analyse des harmoniques). — P. 257-270.

Exercice pratique de détermination des coefficients.

L. BEVIER. — The vowel I (La voyelle I). — P. 271-275.

Application à la voyelle I (prononcée à l'anglaise) des méthodes de détermination graphique indiquées à propos des autres voyelles dans une série d'articles précédents.

E. JOHONNOT. — Rayleigh's alternat current phasemeter (Phasemètre de Rayleigh pour courant alternatif). — P. 276-290.

Application de l'appareil à diverses mesures, entre autres à celle de l'hystérésis, pour laquelle il ne paraît pas donner de bons résultats.

H. PENDER. — On the magnetic effect of electrical convection II (Effet magnétique de la convection électrique). — P. 291-305.

L'auteur décrit les expériences par lesquelles il a essayé de réfuter les déterminations de Crémieu. Ces expériences sont assez connues en France pour qu'il soit inutile de les résumer, malgré l'intérêt qu'elles présentent (1).

---

(1) Le *J. de Phys.* a publié, 4e série, t. II, p. 641 ; 1903, les recherches contradictoires de MM. H. Pender et V. Crémieu.

G. STEWART. — The temperatures and spectral energy curves of luminous flames (Répartition de l'énergie dans les flammes). — P. 306-315.

Lummer et Pringsheim reprochent à la méthode de Kurlbaum, pour la mesure de la température des flammes, de négliger le pouvoir réflecteur de la flamme vis-à-vis de son pouvoir absorbant. Cette critique paraît juste à l'auteur. En revanche, l'assertion de Kurlbaum d'après laquelle la radiation des particules du carbone dans une flamme est plus sélective que celle du platine poli, est correcte. Le maximum des courbes de distribution de l'énergie dans les flammes dépend presque uniquement de leur température, de telle sorte que la relation $\lambda_m T = A$, établie pour un corps noir, leur est applicable. La valeur de A déterminée expérimentalement pour la flamme de l'acétylène est de 2282, et l'équation $\lambda_m T = 2282$ lui est applicable, aussi bien qu'à celle de la bougie et du gaz.

W. WHITE. — An alternating current model (Imitation mécanique du courant alternatif). — P. 316-318.

E. RHOADS. — A relation between the changes of length and the changes in thermo-electric power cauted by magnetization (Relation entre les variations de longueur et celles du pouvoir thermo-électrique causées par l'aimantation). P. 321-326.

Le procédé expérimental employé est analogue à celui que Chassagny et moi-même avons employé en 1893 et 1896. Le champ magnétisant, produit par un solénoïde, ne dépasse pas 400.

Les expériences, faites avec le fer doux et le nickel, semblent indiquer quelque analogie des variations thermoélectriques et des variations longitudinales. Mais il est clair qu'on n'arrivera à rien de précis dans cet ordre d'idées tant que les mesures thermoélectriques et d'allongement ne seront pas faites sur les mêmes échantillons; l'auteur nous promet d'ailleurs d'autres expériences sur le même sujet.

A noter encore, dans son mémoire, la formation de courbes cycliques qui prouvent nettement l'influence de l'hystérésis du fer sur la variation thermo-électrique par aimantation; j'avais déjà eu l'occasion de signaler cet effet.

K. GUTHE. — On the theory of the electrolytic rectifier (La théorie des redresseurs électrolytiques). — P. 327-334.

Certaines considérations portent à attribuer l'action des soupapes à aluminium, non à une pellicule d'oxyde, mais à la couche liquide au contact avec l'électrode, couche modifiée par des gaz dissous; elle constitue une sorte de paroi hémiperméable, puisqu'elle laisse passer certains ions de l'électrolyte et empêche d'autres ions de passer. Aussi a-t-on étudié comparativement une cloison hémiperméable de ferrocyanure de cuivre, formé dans un vase poreux; dans l'intérieur était une solution de sulfate de cuivre, avec électrode de cuivre, et extérieurement une électrode de platine plongée dans une solution de cyanure jaune.

Or il semblait qu'une grande résistance s'opposât au passage du courant du cuivre ou platine, tandis que le passage inverse s'effectuait librement.

En terminant, l'auteur se demande si la polarisation électrolytique ne serait pas due, très généralement, à une lame très mince fluide et isolante, d'eau pure, par exemple, qui doit être tout d'abord brisée avant que les ions n'atteignent les électrodes.

P. HEYL. — Crystallization from a current bearing electrolyte (Cristallisation à l'intérieur d'un électrolyte traversé par un courant). — P. 335-344.

Des cristaux d'iodure de mercure et de sulfate de cuivre, formés au sein d'un électrolyte traversé par un courant, présentent les mêmes angles cristallographiques que ceux qui se forment dans les conditions ordinaires.

C. CHILD. — Electrical discharge from hot carbone (Décharge électrique par le carbone chauffé). — P. 345-354.

Quand on chauffe un cylindre de carbone, il laisse échapper les charges positives; à température plus élevée, ce sont au contraire les charges négatives qui s'échappent de préférence. Les deux catégories de décharges passent par un maximum quand la température s'élève. D'une manière générale les effets observés sont les mêmes qu'avec le platine chauffé. La vitesse des ions est diminuée à cause de la présence de particules projetées par le carbone.

**A. LONGDEN. — Carbon resistances (Résistances en charbon). — P. 355-365.**

Une lame de verre est argentée à ses deux bouts, où sont les pièces de courant. On la recouvre ensuite d'une même couche de noir de fumée obtenue par la combustion du camphre. On l'expose ensuite dans la vapeur d'alcool bouillant, qui donne de la consistance à la couche de carbone. On enlève la vapeur en excès par exposition dans une étuve à 110°, puis on recouvre de gomme laque ou de paraffine. Les résistances ainsi préparées, valant plusieurs mégohms éprouvent un accroissement sensible pendant 50 à 100 jours, puis restent presque constantes. Elles ont donné de meilleurs résultats que toutes les autres résistances au carbone qui ont pu être essayées par l'auteur.

**S. MACKENZIE. — On instrument for drawing a sine curve (Machine à tracer des sinusoïdes). — P. 366-367.**

**J. BARNES. — The light scatered and transmitted by fine particles (Dispersion et transmission de lumière par les milieux troubles). — P. 368-373.**

On employa d'abord le précipité de soufre obtenu par réaction de l'acide sulfurique sur l'hyposulfite de soude ; mais ayant reconnu que les molécules de soufre s'agglöméraient rapidement les unes aux autres, on fit usage d'une solution alcoolique de mastic étendu d'eau.

On a déterminé les intensités des lumières transmises et réfléchies pour différentes longueurs d'ondes en faisant varier l'épaisseur du liquide trouble et le nombre des particules de mastic. Pour les grandes longueurs d'ondes, on trouve que l'absorption est proportionnelle au nombre de particules rencontrées par le rayon lumineux.

**J. ROGERS. — Frequencies of a horizontally suspended coiled spring (Vibration d'une hélice élastique suspendue horizontalement). — P. 374-375.**

Un fil enroulé en hélice et suspendu dans un plan horizontal forme des nœuds et des ventres quand on donne à son extrémité des vibrations parallèles à l'axe. La longueur d'onde correspondante est calculée, puis déterminée expérimentalement.

K. TSURUTA. — Optical notes; on a spectroscopic application of Talbot's interference fringes (Application spectroscopique des franges de Talbot). — P. 380-382.

On remplace le micromètre du spectroscope par un appareil à franges de Talbot; les franges constituent une division superposée au spectre, et qui permet de répérer les différenses couleurs.

H. STERNS. — The magnetic susceptibility of water (La susceptibilité magnétique de l'eau). — P. 1-10.

Les valeurs de K données par différents physiciens pour l'eau sont assez différentes, comme le tableau suivant permet d'en juger :

| $-K \times 10^6$ | Auteurs | Dates | Température |
|---|---|---|---|
| 0,84 | Quincke....... | 1885 | 20° C |
| 0,86 | du Bois........ | 1888 | 15 |
| 0,75 | Heinrichten.... | 1892 | » |
| 0,79 | Curie.......... | 1895 | 18 |
| 0,77 | Townsend..... | 1896 | 10 |
| 0,80 | Königsberger.. | 1898-1901 | 22 |
| 0,66 | Jäger et Mayer. | 1899 | 18 |

Les nouvelles déterminations de l'auteur sont exactes, dans son estime, à moins de 2,5 0/0 près, et donnent $K.10^{-6} = -0,733$, à la température de 22°.

J. BENTON. — Thermodynamic formulæ for isotropic solids subjects to tension in on direction (Etude thermodynamique des solides isotropes soumis à une tension). — P. 11-16.

Le mémoire débute par l'établissement des formules relatives à l'état de solides isotropes soustraits à toute action extérieure autre qu'une tension uniforme en grandeur et direction; en conséquence de ces formules, on démontre que le coefficient de dilatation et la chaleur spécifique des corps isotropes augmentent avec la tension, l'accroissement de la chaleur spécifique étant d'ailleurs très petit.

J. BENTON. — Elasticity of copper and steel at — 186° C. (Elasticité du cuivre et de l'acier à — 186°). — P. 17-27.

On détermine le module de Young et le module de rigidité pour des fils de cuivre et d'acier suspendus dans l'air liquide. Les résultats

obtenus se raccordent avec la série très complète de déterminations de Pisati ([1]) faites entre + 20° et + 300°.

S. MOSS. — Generalization of Carnot's cycle (Généralisation du cycle Carnot). P. 28-34.

L'auteur appelle transformation à chaleur spécifique constante celle où $\frac{dv}{dq}$ est choisi de telle sorte que $\frac{dQ}{dT}$ garde une valeur fixe déterminée. Pour les gaz parfaits, les hyperboles $pv^n = C^{te}$ définissent de semblables transformations.

Cela étant, on peut remplacer, dans le cycle de Carnot, les isothermiques par les lignes à chaleur spécifique constante sans changer le coefficient économique. Les cycles nouveaux sont utiles à considérer pour la théorie des moteurs à gaz et des moteurs à froid où à chaud.

W. COBLENTZ. — Some optical properties of iodine (Propriétés optiques de l'iode). — P. 35-50 et 723-9.

On a mesuré l'absorption de l'iode en solution dans le sulfure de carbone jusqu'à $\lambda = 2,7\ \mu$. Pour le spectre visible, on a utilisé un spectrophotomètre, et pour l'infra-rouge, un radiomètre à réflexion. Dans le spectre visible, les solutions dans le sulfure de carbone présentent une forte bande d'absorption dont le maximum est voisin de 0,515 $\mu$, tandis que, pour les solutions alcooliques, le maximum est dans l'ultra-violet; ces dernières solutions sont dichroïques lorsqu'elles sont étendues.

Toutes les solutions dans le sulfure de carbone sont transparentes au-delà de 1,1 $\mu$, tandis que les solutions alcooliques présentent une absorption variable avec la concentration et deviennent, comme le dissolvant, opaques à partir de 1,4 $\mu$.

La transmission de l'iode solide a été mesurée jusqu'à 13 $\mu$; il y a deux bandes d'absorption, l'une dans le spectre visible, l'autre à 7,4 $\mu$. L'iode liquide a été étudié jusqu'à 2,7 $\mu$; son absorption ne dépend pas de la température, mais est inférieure à celle de l'iode solide.

Les deux rayons polarisés par l'iode cristallisé sont inégalement absorbés ; l'iode solide se comporte donc comme la tourmaline.

Dans tous les états, l'iode présente la dispersion anomale.

([1]) Pisati, *Nuovo Cimento*, 3e série, t. I, p. 181 ; — II, p. 137; — IV, p. 152; — V, pp. 34, 135, 145.

F. JEWET. — The effect of high temperatures ou the change of resistance of bismuth in a magnetie field (Variation de résistance du bismuth dans un champ magnétique, aux températures élevées). — P. 51-59.

Les graphiques qui résument les expériences donnent les valeurs de $\frac{R - R_0}{R_0}$ en fonction du champ jusqu'à $H = 1500$ pour différentes températures jusqu'à 240°. Chaque isotherme est composée de deux lignes droites raccordées par une partie courbe.

E. VAN AUBEL. — Note on magnetostriction in bismuth (La magnétostriction dans le bismuth). — P. 60-62.

En rappelant l'historique des recherches faites sur ce sujet, M. Van Aubel conclut que, dans tous les cas où on a opéré sur du bismuth pur, on n'a observé aucune déformation dans un champ magnétique. Les nouvelles expériences de Wills apportent une nouvelle confirmation à cette proposition.

H. BARNES et L. COOK. — Note on the variation of the specific heat of mercury with temperature. Experiments by the continuous-flow method of calorimetry (La chaleur spécifique du mercure aux différentes températures, déterminée par la méthode calorimétrique à température constante). — P. 65-71.

Les résultats obtenus entre 0° et 85° sont pleinement d'accord avec la représentation proposée par Winkelmann :

$$C = C_0 - 0{,}0000069t.$$

La valeur de $C_0$ est également d'accord avec le nombre donné par Regnault.

W. GEER. — The radiant efficiency of the mercury arc (Rendement lumineux de l'arc au mercure). — P. 94-104.

L'arc employé est conforme aux indications d'Arons. Les mesures du rendement E sont faites par application de la formule de Nichols :

$$E = \left(1 - \frac{e'}{a'}\right)\frac{a'}{A},$$

où A désigne l'énergie totale de la source, $a'$ l'énergie transmise à travers une couche d'eau distillée, et $e'$ l'énergie transmise une couche d'eau et une couche de sulfure de carbone saturé d'iode.

Voici le résultat obtenu, comparé à celui donné pour d'autres sources lumineuses :

| Sources | Observateurs | Rendements lumineux |
|---|---|---|
| Gaz, bec Argand........ | Rogers........... | 0,0161 |
| Lampe à incandescence. | Merritt........... | 0,060 |
| Lampe à arc........... | Tyndall.......... | 0,104 |
| Acétylène.............. | Stewart et Hoxie.. | 0,105 |
| Tube Geissler........... | Staub............ | 0,320 |
| Arc au mercure........ | Geer............. | 0,409 à 0,479 |

R. RAMSEY. — The change of volume in Clarke and Cadmium cells and its relation to change of electromotive force due to pressure (Variations de volume dans les étalons Clarke et au cadmium ; leur relation avec la variation de force électromotrice due à la pression). — P. 105-111.

La force électromotrice des éléments Clark et au cadmium croît avec la pression. De là résulte que leur volume doit s'accroître par le passage d'un courant dans leur masse. La valeur mesurée de ces accroissements de volume s'accorde passablement avec les valeurs calculées.

J. IVES. — On the dimensions of large inductance coils (Dimensions des bobines de large inductance). — P. 112-114.

Calcul des bobines de self ayant la forme de tores à section rectangulaire ; détermination des dimensions et de l'enroulement les plus avantageux.

W. HUMPHREYS. — A convenient storage battery installation (Modèle d'installation d'une batterie d'accumulateurs pour laboratoire). — P. 115-118.

W. COBLENTZ. — Note on the selective obsorption of fuchsine and cyanine (Absorption sélective de la fuchsine et de la cyanine). — P. 119-122.

Les spectres d'absorption de la cyanine et de la fuchsine présentent une analogie frappante, qui permet de déterminer la structure chimique encore incertaine de la molécule de cyanine ; ce dernier

composé $C^{30}H^{39}Az^{2}I$, bien que contenant une molécule d'iode, ne présente aucune bande d'absorption commune avec ce corps simple.

G. SETWART. — The spectral energy curve of the acetylene flame (Distribution de l'énergie dans la flamme d'acétylène). — P. 123-126.

Note rectificative d'une communication antérieure (1) ; la répartition de l'énergie dans la flamme de l'acétylène, en fonction de la longueur d'onde, est calculée d'une façon plus correcte, qui donne 0,039 pour la valeur du rendement lumineux.

P. NUTTING. — The ultra-violet reflecting power of selenium, cyanine and glass (Pouvoir réflecteur pour l'ultra-violet du sélénium, de la cyanine et du verre). — P. 129-139.

Les déterminations d'intensité lumineuse sont faites à l'aide de la photographie. Aucune des courbes obtenues pour le pouvoir réflecteur ne montre d'accroissement brusque au voisinage des bandes d'absorption. Il n'y a aucune indication de l'existence d'une dispersion anomale.

P. SHAW. — An electric micrometre for laboratory use (Micromètre à contacts électriques). — P. 140-157.

L'appareil est une sorte de sphéromètre à contacts électriques permettant de faire des mesures à moins de $0^{mm},005$ ; on en fait l'application à un certain nombre de déterminations : modules de Young, dilatation d'un tube, mesure directe d'une longueur d'onde, etc.

O. STEWART. — The damped ballistic galvanometer (Le galvanomètre balistique amorti). — P. 158-165.

Dans les théories présentées ordinairement du galvanomètre balistique, l'amortissement est supposé nul ou petit ; l'auteur examine le cas d'un amortissement fini et conclut, tant de ses calculs que de ses mesures, que l'élongation est encore proportionnelle à la quantité d'électricité transportée.

---

(1) *Phys. Review*, vol. XIII ; novembre 1901.

F. ROGERS. — **Reflection from walls of photometer room** (Réflexion latérale des salles photométriques). — P. 166-169.

En cherchant à vérifier la loi photométrique de l'inverse du carré des distances, on a trouvé non pas $I = KD^{-2}$, mais $I = KD^{-1,92}$; cette divergence tient à des réflexions de la lumière sur les parois de la salle.

W. DAY. — **An experiment relating to the application of Lagrange' s equations of motion to electric currents** (Une expérience relative à l'application des équations de Lagrange au mouvement des courants électriques). — P. 174-175.

Mémoire déjà analysé antérieurement (1) dans ses parties essentielles.

R. WOODWARD. — **A new method of integrating one of the differential equations of the theory of heat diffusion** (Intégration d'une des équations différentielles de la théorie de la conductibilité calorifique). — P. 176-177.

Il s'agit de l'équation

$$\frac{\partial v}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}.$$

A. EWELL. — **Rotary polarization mechanically produced** (Production mécanique de la polarisation rotatoire). — P. 178-180.

De la lumière polarisée rectilignement traverse, suivant son axe, un cylindre de gelée en rotation rapide. Dans ces conditions, on constate une rotation du plan de polarisation. La gelée employée est faite de gélatine, d'eau et de glycérine. Les nombres donnés dans ce mémoire ne paraissent pas permettre de se faire une idée nette de la grandeur de l'effet observé ; on sait d'ailleurs que l'existence de cet effet a été contestée par plusieurs physiciens.

---

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 146 ; 1903.

E. NICHOLS et G. HULL. — The pressure due to radiation (Pression produite par la radiation). — P. 180-181.

Les parties importantes de ce mémoire ont été analysées antérieurement (1).

E. RUTHERFORD. — The magnetic and electric deviation of the casily absorbed rays from radium (Déviation électrique et magnétique des rayons absorbables du radium). — P. 182.

En mesurant la déviation par un champ magnétique et par un champ électrique, on a pu déterminer la vitesse des ions émanés du radium : $V = 2,5 \times 10^9$ centimètre par seconde. On trouve aussi $\frac{m}{e} = 6 \times 10^3$ pour le rapport de la charge $e$ des ions à leur masse $m$.

E. RUTHERFORD et H. COOKE. — A penetrating radiation from the earth's surface (Radiations pénétrantes émanées de la surface du sol). — P. 183.

J.-M. LENNAN et E. BURTON. — Some experimente on the electrical conductivity of atmospheric air (Conductibilité électrique de l'atmosphère). — P. 184-192.

Les auteurs ont opéré sur l'air atmosphérique confiné dans des vases clos formés de différents métaux. Ils ont constaté que cet air était toujours conducteur, et que sa conductibilité dépendait très largement de la matière du récipient ; les effets observés portent à conclure que tous les métaux sont, à des degrés différents, des sources d'une émanation radioactive ; les sels de thorium ne sont donc pas seuls à jouir de cette propriété.

L. HOULLEVIGUE.

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 522 ; 1902.

St. ZAREMBA. — I. Remarques sur les travaux de M. Natanson relatifs à la théorie de la viscosité. — II. Sur une généralisation de la théorie classique de la viscosité. — III. Sur un problème d'hydrodynamique lié à un cas de double réfraction accidentelle dans les liquides et sur les considérations théoriques de M. Natanson relatives à ce phénomène (*Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie*, p. 85-93; 380-403; 403-422; 1903).

D'après l'auteur, les équations proposées par M. Natanson pour le mouvement des liquides visqueux conduisent à cette conséquence inadmissible qu'un mouvement de translation rectiligne et uniforme d'un vase contenant un liquide ne serait pas sans influence sur les lois du mouvement relatif du liquide par rapport au vase.

Les équations, que l'auteur propose à la place de celles de M. Natanson, le conduisent, pour la question de la double réfraction des liquides visqueux en mouvement, à substituer à la formule de M. Natanson (1) :

$$\Delta = \frac{\text{ANRT}}{1 + \text{BN}^2\text{T}^2}$$

la formule :

$$\Delta = \text{R}\,\frac{a^2b^2}{(b^2 - a^2)\,r^2}\,\text{arc tang}\,(4\pi\text{NT}),$$

les quantités figurant dans ces relations ayant les significations déjà indiquées dans le n° d'avril 1902 du *Journal de Physique*.

F. Carré.

Fr. KERNTLER. — Das ampere'sche elektrodynamische Elementarpotential. (Le potentiel électrodynamique élémentaire d'Ampère). — Budapest; Buchdrückerei der Pester-Lloyd-Gesellschaft.

L'auteur compare les différentes expressions, proposées pour le potentiel électrodynamique élémentaire :

par Neumann : $a = \frac{i \,.\, i' \,.\, ds \,.\, ds' \,.\, \cos\varepsilon}{r}$;

par Weber : $b = \frac{i \,.\, i' \,.\, ds \,.\, ds' \,.\, \cos\theta \,.\, \cos\theta'}{r}$;

et par Helmholtz : $c = \frac{ii'ds\,ds'}{r}\,[x\cos\varepsilon + (1 - x)\cos\theta \,.\, \cos\theta']$.

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 247; 1902.

Il montre, sur de nombreux exemples numériques simples, que la formule de Weber, appliquée à des conducteurs fermés, conduit à un résultat numériquement trois fois plus petit que celle de Neumann. Or l'expression, proposée comme la plus générale par Helmholtz, est une simple combinaison des deux premières expressions, supposées toutes deux acceptables; car, si l'on fait $a = b$, on a aussi, quel que soit $x$ :

$$ax + (1 - x) b = a = b.$$

Les remarques de l'auteur conduiraient donc à introduire le facteur 3 devant le coefficient $(1 - x)$ de la formule d'Helmholtz, c'est-à-dire à adopter, comme la plus générale, l'expression :

$$\frac{ii'ds\,ds'}{r} [x \cos \varepsilon + 3(1 - x) \cos \theta . \cos \theta'].$$

Cette expression qui, pour $x = 1$, donne la formule de Neumann, pour $x = 0$ le triple du potentiel de Weber, donne, pour $x = 2$,

$$\frac{ii'ds . ds'}{r} (2 \cos \varepsilon - 3 \cos \theta \cos \theta'),$$

expression qui découlerait de la formule même d'Ampère :

$$f = \frac{ii'ds\,ds'}{r^2} (2 \cos \varepsilon - 3 \cos \theta . \cos \theta').$$

Il n'y a donc aucune raison de refuser à la loi d'Ampère, plutôt qu'à celle de Neumann, le bénéfice d'un potentiel électrodynamique élémentaire. L'auteur préférerait d'ailleurs que l'on renonçât à cette notion. Il est vrai que l'on y serait obligé, si l'on adoptait la loi élémentaire, proposée antérieurement par lui-même, et d'après laquelle l'action exercée entre deux éléments de courant ne serait pas nécessairement dirigée suivant la droite qui les joint. Les idées de l'auteur ont déjà été exposées en détail dans ce recueil [1].

F. Carré.

---

(1) Kerntler, *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 556; 1899. A corriger, dans cet article, page 560, ligne 5 : au lieu de *jusqu'alors*, lire *puisqu'alors*.

**S. NAKAMURA. — On the diffusion of liquids (Sur la diffusion des liquides). — *Journal of the College of Science*, Imp. University Tokio, Japon, Vol. XIX, art. 8.**

La nouvelle méthode de mesure de la constante de diffusion que l'auteur propose est une méthode optique fondée sur le principe suivant : on verse dans une petite cuve rectangulaire étroite les deux liquides destinés à diffuser l'un dans l'autre, et l'on cherche la variation des indices de réfraction quand on passe de l'un des liquides à l'autre ; cette variation permettra de calculer la constante de diffusion. Pour la déterminer, l'une des faces de la cuve est en même temps une face d'un prisme de verre sur laquelle un faisceau de lumière peut venir se réfléchir totalement sans traverser le liquide ; l'observation de la courbe de réflexion totale avec un réfractomètre donne immédiatement la variation d'indice cherchée. On évite ainsi les inconvénients inhérents aux méthodes où les rayons lumineux traversent le liquide et s'y incurvent par suite du manque d'homogénéité. Par contre, la seule portion du liquide qui intervienne est celle qui est au contact du prisme de verre, et la diffusion est peut-être modifiée par le voisinage d'une paroi solide. Les seuls liquides étudiés jusqu'ici ont été les solutions aqueuses de NaCl et de $SO^4Zn$ se diffusant dans l'eau. Les constantes de diffusion sont 0,84 pour le premier (10°,3) et 0,21 pour le second (11°) ; elles paraissent indépendantes de la concentration. Eugène Bloch.

**W.-J. HAMMER. — Radium and other radioactive substances with a consideration of phosphorescent and fluorescent substances. The properties and applications of selenium and the treatment of disease by the ultraviolet light (Radium et autres substances radioactives, substances phosphorescentes et fluorescentes. Les propriétés et applications du sélénium et le traitement du lupus par la lumière ultraviolette). — P. 64.**

Conférence faite devant l'*American Institute of Electrical Engineers* et l'*American Electrochemical Society*, à New-York, le 17 avril 1903.

A signaler une expérience personnelle de l'auteur, faite à l'aquarium de Naples sur les torpilles (*torpedo*). Ces poissons électriques ont cessé de donner des décharges après avoir été soumis pendant une vingtaine de minutes à l'action du radium. G. Sagnac.

## EXAMEN DES GAZ OCCLUS OU DÉGAGÉS PAR LE BROMURE DE RADIUM ;

Par MM. DEWAR et CURIE [1].

Un échantillon de $0^{gr},4$ de bromure de radium pur desséché a été laissé pendant trois mois dans une ampoule de verre communiquant avec un petit tube de Geissler et un manomètre à mercure. On avait, au début de l'expérience, fait un vide très parfait dans tout l'appareil. Durant ces trois mois, il s'est produit spontanément dans l'appareil un dégagement de gaz proportionnel au temps (à raison de 1 centimètre cube de gaz à la pression atmosphérique pendant chaque mois). L'examen spectroscopique au moyen du tube de Geissler indiquait seulement la présence de l'hydrogène et celle de la vapeur de mercure. On peut admettre qu'en introduisant le sel dans l'appareil on a en même temps introduit une petite quantité d'eau, et que celle-ci a été décomposée peu à peu sous l'influence du radium (Giesel).

Le même échantillon de bromure de radium a été transporté en Angleterre dans le laboratoire de M. le professeur Dewar à la *Royal Institution*, dans le but de mesurer le dégagement de chaleur à la température d'ébullition de l'hydrogène liquide. Là, le bromure de radium a été transporté dans une ampoule en quartz, munie d'un tube de même substance. On a fait le vide dans l'ampoule, puis on a chauffé le tube de quartz au rouge, jusqu'à fusion du bromure de radium ; on a continué à faire le vide, et l'on a recueilli à l'aide de la pompe à mercure les gaz occlus dégagés pendant la chauffe. Les gaz aspirés traversaient, avant d'arriver à la pompe, trois petits tubes de verre en U plongés dans l'air liquide, qui retenaient la plus grande partie de l'émanation du radium et les gaz les moins volatils.

Lez gaz aspirés à la pompe à mercure et recueillis dans une éprouvette en verre sur le mercure ont été examinés par M. Dewar. Ces gaz occupaient un volume de $2^{cm^3},6$ à la pression atmosphérique; ils avaient entraîné une partie de l'émanation du radium, et ils étaient radioactifs et lumineux. La *lumière propre* émise par l'éprouvette contenant les gaz a donné, après trois jours d'exposition avec un spectroscope photographique en quartz, un spectre discontinu : il consiste en trois lignes coïncidant avec l'origine des trois bandes principales de

(1) *Comptes Rendus de l'Académie des sciences*, 25 janvier 1904, p. 910.

l'azote 3800, 3580 et 3370 (1). Pendant ces trois jours, le tube de verre a pris une teinte violet foncé, et la moitié du volume du gaz a été absorbée.

En faisant passer l'étincelle au travers des gaz transportés dans un tube de Geissler, on a aussi obtenu au spectroscope les bandes de l'azote. En condensant l'azote dans l'hydrogène liquide, le vide est devenu grand dans le tube de Geissler, et l'étincelle indiquait alors la présence de l'hydrogène et pas autre chose.

Le tube de quartz contenant le bromure de radium fondu et privé de tous les gaz occlus a été scellé à l'aide du chalumeau oxhydrique, pendant que l'on faisait le vide, et ramené à Paris. M. Deslandres a bien voulu l'examiner au point de vue spectroscopique (vingt jours environ après la fermeture du tube). M. Deslandres nous prie d'annoncer que le gaz intérieur, illuminé par une bobine de Ruhmkorff, à l'aide de deux petites gaines de papier d'étain recouvrant extérieurement les deux bouts du tube, a donné le *spectre entier de l'hélium*; il n'y a pas eu d'autres raies que celle de ce gaz après une pose de trois heures avec un spectroscope photographique en quartz (2).

La lumière propre émise spontanément par le tube de radium (sans la bobine d'induction) a toujours donné un spectre continu sans raies noires ou brillantes se détachant sur le fond, avec un spectroscope qui, il est vrai, était peu dispersif.

---

## LE TRAVAIL D'AIMANTATION DES CRISTAUX;

Par M. PIERRE WEISS.

L'aimantation induite dans un corps cristallisé par un champ de grandeur et de direction données a en général une direction différente de ce champ.

Le problème expérimental qui se pose pour chaque cristal magnétique comprend donc la détermination de trois fonctions de trois variables, les trois composantes de l'aimantation $I_x$, $I_y$, $I_z$, en fonction

(1) Ces résultats sont à rapprocher de ceux trouvés par M. et Mme Huggins, qui ont montré que le spectre de la lumière propre émise spontanément par les sels de radium dans l'air est constitué par les bandes de l'azote.

(2) Ce résultat est en accord avec ceux obtenus par M. Ramsay sur la production de l'hélium par les sels de radium dissous dans l'eau.

des trois composantes du champ $H_x$, $H_y$, $H_z$. Cette étude se simplifie considérablement, et une représentation simple des résultats s'offre immédiatement à l'esprit quand on fait usage de la notion de travail.

On doit, en appliquant les principes de la thermodynamique, tenir compte des échanges de chaleur accompagnant le phénomène étudié [1]. Mais deux cas sont particulièrement simples, celui où les phénomènes sont isothermiques et celui où ils sont adiabatiques. Dans le premier, tant qu'ils sont réversibles, le travail dépensé sur le système est égal à l'accroissement de potentiel thermodynamique; dans le deuxième, il est égal à l'accroissement d'énergie. Je fais ici abstraction des phénomènes d'hystérésis; dans l'un et l'autre cas le travail élémentaire d'aimantation sera donc différentielle exacte. Comme, dans la suite, je ne m'appuierai que sur cette proposition, les déductions seront valables pour ces deux cas; mais je conformerai le langage à celui des variations isothermiques.

Je suppose, pour calculer le travail d'aimantation d'un corps, isotrope ou non, que l'on amène successivement de l'infini au point du champ qu'ils occupent tous les éléments de volume $\delta v$ dont le corps se compose, par un mouvement de translation. Le travail des couples agissant sur ces éléments de volume est alors constamment nul, et il ne reste qu'à additionner les travaux des forces. Les composantes rectangulaires de la force agissant sur $\delta v$ sont :

$$\delta v \times I_x \frac{\partial H_x}{\partial x},$$
$$\delta v \times I_y \frac{\partial H_y}{\partial y},$$
$$\delta v \times I_z \frac{\partial H_z}{\partial z},$$

et par suite le travail élémentaire recueilli par la main qui effectue la translation est, pour l'une des composantes, $\delta v \times I_x \frac{\partial H_x}{\partial x} dx$. Le travail dépensé total est donc :

$$\delta T = -\delta v \int I_x dH_x + I_y dH_y + I_z dH_z.$$

Ce travail est égal au potentiel thermodynamique provenant de

(1) Voir Pellat, *J. de Phys.*, 3e série, VIII, p. 18; 1898.

l'introduction du corps dans le champ. Il faudrait maintenant sommer tous les $\delta T$ relatifs à tous les éléments de volume ; pour simplifier, je ne considérerai que le cas où le champ et l'intensité d'aimantation sont uniformes. Le potentiel thermodynamique rapporté à l'unité de volume est alors :

$$(1) \qquad P = -\int I_x dH_x + I_y dH_y + I_z dH_z,$$

où chacune des quantités $I_x$, $I_y$, $I_z$ est une fonction des trois variables $H_x$, $H_y$, $H_z$. Par suite de l'égalité de l'action et de la réaction, on dépensera le même travail, mesuré par P, en supposant la matière à aimanter immobile, et en en approchant l'aimant permanent qui produit le champ de manière à faire passer les composantes de celui-ci, $H_x$, $H_y$, $H_z$, par des valeurs prescrites. $dP$ est différentielle exacte. P est négatif pour un corps paramagnétique, positif pour un corps diamagnétique.

La connaissance de P en fonction de H renseigne complètement sur les propriétés magnétiques de la substance. Supposons, en effet, que l'on ait réuni par une surface tous les points $H_x$, $H_y$, $H_z$ pour lesquels P a une même valeur, et que l'on trace l'ensemble des surfaces équipotentielles répondant à cette définition. On a, pour une direction quelconque prise comme axe des $x$,

$$\frac{\partial P}{\partial H_x} = - I_x.$$

La dérivée de P dans une direction quelconque est donc égale, au signe près, à la composante de l'aimantation dans cette direction. Ou, en d'autres termes : *l'intensité d'aimantation est donnée en direction par la normale à la surface* P = *constante*, *et en grandeur par la dérivée de* P, *par rapport au champ*, *prise dans la direction de cette normale.*

Le potentiel thermodynamique se décompose en deux termes, en intégrant par parties :

$$(2) \qquad P = -(H_x I_x + H_y I_y + H_z I_z) + \int H_x dI_x + H_y dI_y + H_z dI_z.$$

Pour trouver leur signification, supposons l'aimantation rigide et ayant, avant l'introduction du corps dans le champ, la grandeur et a direction finales, alors le deuxième terme est nul. Le premier

reste le même, il représente donc le potentiel thermodynamique relatif $\Theta$ du corps aimanté et du champ [1]. Le second sera par définition le potentiel de l'aimantation induite $\Pi$ :

$$P = \Theta + \Pi.$$

$\Theta$ est négatif et $\Pi$ positif pour les corps paramagnétiques.

Considérons maintenant le cas qui se présente dans la pratique expérimentale où le corps exerce sur lui-même un champ démagnétisant uniforme. On pourra choisir les axes de manière que les composantes de ce champ démagnétisant soient données par $N_1 I_x$, $N_2 I_y$, $N_3 I_z$, où les trois constantes $N_1$, $N_2$, $N_3$ sont les trois coefficients démagnétisants principaux. En se reportant à la déduction de la formule (1), on voit que $H_x$, $H_y$, $H_z$ représentent les composantes du champ extérieur. Or, en appelant $h_x$, $h_y$, $h_z$ les composantes du champ qui règne à l'intérieur de la substance, on a :

$$H_x = h_x + N_1 I_x, \text{ etc.},$$

et le potentiel de l'aimantation induite se décompose à son tour en deux termes :

$$\Pi = \frac{1}{2}(N_1 I_x^2 + N_2 I_y^2 + N_3 I_z^2) + \int h_x dI_x + h_y dI_y + h_z dI_z.$$

Le premier est l'énergie mutuelle des différentes parties du corps, et le dernier seul, que nous appellerons potentiel interne d'aimantation, dépend des propriétés spécifiques de la matière. On calculera aisément le premier terme, et on pourra le retrancher de $\Pi$ quand il y aura lieu. Nous supposerons dans la suite le champ démagnétisant négligeable.

La fonction

$$\Pi = \int H_x dI_x + H_y dI_y + H_z dI_z,$$

dont la connaissance est équivalente à celle de la fonction P, rem-

---

[1] Quand le champ est produit par des courants, au lieu d'être produit par des aimants, l'énergie relative de la substance aimantée et du courant est nulle ; mais le travail des forces est le même et l'énergie reflue, par le mécanisme de l'induction, jusqu'à la source d'électricité. $\Theta$ représenterait donc le potentiel relatif de la substance aimantée et du système producteur du champ en y comprenant la source d'électricité.

placera avec avantage cette dernière, quand on prendra $I_x$, $I_y$, $I_z$ comme variables indépendantes. On démontre en effet, comme pré cédemment, la proposition symétrique de celle énoncée ci-dessus : *le champ correspondant à une certaine valeur* $I_x$, $I_y$, $I_z$ *de l'intensité d'aimantation est donné en direction par la normale à la surface* $\Pi =$ *constante passant par* $I_x I_y I_z$, *et en grandeur par la dérivée de* $\Pi$ *prise dans la direction de cette normale.*

La connaissance de $\Pi$ en fonction de I renseigne donc complètement sur les propriétés magnétiques de la substance, aussi bien que celle de P en fonction de H.

*Applications aux substances à fonctions magnétisantes linéaires.* — Supposons qu'une substance prenne sous l'action de la résultante géométrique de deux champs magnétisants une aimantation qui est la résultante géométrique de celle qu'elle prendrait sous l'action de chacun des champs composants.

Il faut et il suffit pour cela que :

$$(3) \qquad \begin{aligned} I_x &= k_{11}H_x + k_{12}H_y + k_{13}H_z \\ I_y &= k_{21}H_x + k_{22}H_y + k_{23}H_z \\ I_z &= k_{31}H_x + k_{32}H_y + k_{33}H_z \end{aligned}$$

où les coefficients $k$ sont constants.

La condition $dP$ différentielle exacte donne

$$\frac{\partial I_y}{\partial H_z} = \frac{\partial I_z}{\partial H_y}, \qquad \frac{\partial I_z}{\partial H_x} = \frac{\partial I_x}{\partial H_z}, \qquad \frac{\partial I_x}{\partial H_y} = \frac{\partial I_y}{\partial H_x},$$

c'est-à-dire :

$$k_{23} = k_{32}, \qquad k_{31} = k_{13}, \qquad k_{12} = k_{21},$$

relations bien connues, déduites pour la première fois de la conservation du travail par lord Kelvin [1], au moyen d'un calcul un peu moins direct, et qui conduisent, pour le potentiel thermodynamique total, à :

$$P = -\frac{1}{2}(k_{11}H_x^2 + k_{22}H_y^2 + k_{33}H_z^2 + 2k_{23}H_yH_z + 2k_{13}H_xH_z + 2k_{12}H_xH_y).$$

Les surfaces $P = C^{te}$ sont donc des ellipsoïdes homothétiques,

[1] Sir W. THOMSON, *Electrostatics and Magnetism*, p. 485.

dont les dimensions linéaires croissent comme $\sqrt{P}$. Prenons comme axes les axes de l'ellipsoïde, alors $k_{23} = k_{12} = k_{13} = 0$.

A chaque direction du champ correspond une aimantation ayant la direction du diamètre conjugué du plan perpendiculaire au champ dans l'ellipsoïde $P = C^{te}$ dont les demi-axes sont $\sqrt{-\frac{2P}{k_{11}}}$, $\sqrt{-\frac{2P}{k_{22}}}$, $\sqrt{-\frac{2P}{k_{33}}}$. La grandeur de l'aimantation pour un champ donné est égale aux rayons vecteurs d'un autre ellipsoïde, ayant pour demi-axes $k_{11}H$, $k_{22}H$, $k_{33}H$.

Dans les substances à fonctions magnétisantes linéaires, l'aimantation ne peut donc, à elle seule, mettre en évidence des asymétries supérieures à celle du système orthorhombique.

Si l'on forme $\Theta$ au moyen des équations (3), l'on trouve $\Theta = 2P$, et par suite $\Pi = - P$.

Le potentiel thermodynamique total est donc égal, au signe près, au potentiel interne d'aimantation et égal en grandeur et en signe à la moitié de l'énergie relative de la substance aimantée et du champ.

*Détermination expérimentale du potentiel thermodynamique d'aimantation.* — *Première méthode.* — On peut écrire l'équation (1) sous la forme :

$$P = -\int I \cos(\widehat{I, dH}) \,.\, dH,$$

et si l'on fait varier H en lui laissant une direction constante :

$$P = -\int I \cos(\widehat{I, H})\, dH. \tag{4}$$

Il suffira donc de relever la composante de l'aimantation parallèle au champ en fonction du champ et d'opérer la quadrature de cette fonction.

Cette mesure, faite pour toutes les directions, dispense donc, en vertu des propriétés du potentiel thermodynamique, de la mesure de l'obliquité de l'aimantation sur le champ.

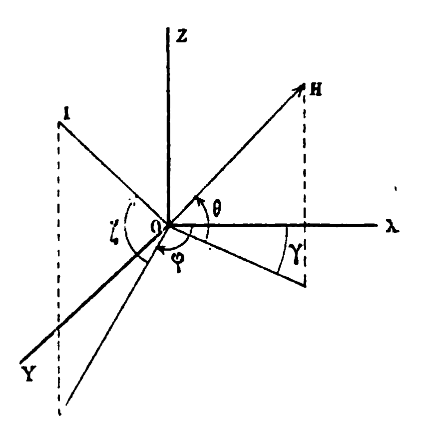
*Deuxième méthode.* — Mesurons le couple $C_z$ exercé par le champ sur la substance par rapport à l'axe des $z$. Si nous donnons au champ une petite rotation $d\gamma$ autour de cet axe, le travail dépensé par le

champ sur la substance sera :

$$C_z d\gamma = dP. \tag{5}$$

Introduisons les coordonnées sphériques en appelant $\theta$ l'angle du champ avec le plan des $xy$ et $\gamma$ l'angle de sa projection sur ce plan avec l'axe des $x$, et $\zeta$ et $\varphi$ les quantités analogues pour l'intensité d'aimantation. Ce changement de variable effectué dans $dP$, on a, en tenant compte de ce que H est constant :

$$C_z = HI \cos\theta \cos\zeta \sin(\varphi - \gamma).$$




On retrouve ainsi une formule que l'on aurait pu écrire directement d'après la loi d'action d'un champ sur un aimant de moment donné. Je ne la rappelle que pour fixer les idées sur les quantités magnétiques qui interviennent dans $C_z$. Revenant à la formule (5), supposons que, partant d'un point où le potentiel $P_0$ est connu pour arriver en un point où il ne l'est pas, on ait fait tourner le champ, supposé constant, d'un angle fini, on aura :

$$P - P_0 = \int C_z d\gamma.$$

On pourra donc obtenir P pour toutes les grandeurs et directions du champ combinant la première méthode appliquée à une seule direction avec des mesures de couples, exercés par des champs tournants de grandeur constante.

L'emploi simultané de ces deux méthodes donnera autant de vérifications que l'on voudra.

*Application au cas des substances possédant un plan magnétique comme la pyrrhotine* [1]. — On aura constamment, pour les substances douées de la propriété de l'aimantation plane, $I_z = 0$, et la condition $dP$ différentielle exacte donne :

$$\frac{\partial I_x}{\partial H_z} = 0, \qquad \frac{\partial I_y}{\partial H_z} = 0.$$

*La loi de l'aimantation dans le plan magnétique n'est donc pas influencée par l'existence d'une composante du champ perpendiculaire au plan magnétique.*

J'ai découvert cette loi expérimentalement [2] ; l'expérience montre qu'elle s'étend même aux phénomènes d'hystérèse sur lesquels la théorie ci-dessus est muette.

Il devient dès lors superflu d'introduire dans les calculs autre chose que la composante du champ dans le plan magnétique. Soit H cette composante et soient, comme ci-dessus, $\gamma$ et $\varphi$ les angles du champ et de l'aimantation avec l'axe des $x$ ; on aura avec les variables H et $\gamma$ :

$$dP = HI \sin(\gamma - \varphi)\, d\gamma + I \cos(\gamma - \varphi)\, dH,$$

dont chacun des termes correspond à l'un des modes d'expérimentation indiqués plus haut. La condition $dP$ différentielle exacte donne

$$\frac{\partial HI \sin(\gamma - \varphi)}{\partial H} = \frac{\partial I \cos(\gamma - \varphi)}{\partial \gamma},$$

relation directement vérifiable par l'expérience.

Dans le cas de l'aimantation plane, les surfaces $P =$ constante se réduisent à des courbes situées dans le plan magnétique. On peut les considérer comme les courbes de niveau de la surface $P = f(H, \gamma)$. La connaissance de cette surface unique, ou celle de la surface $H = F(I, \varphi)$, qui lui est équivalente, épuise complètement la question. L'emploi de la première de ces surfaces et des variables indépendantes H, $\alpha$ peut sembler plus commode par son rattachement direct aux méthodes expérimentales; mais, pour toutes les subs-

(1) Pierre WEISS, *J. de Phys.*, 3e série, VIII, 542 ; 1899.
(2) Expériences encore inédites.

tances possédant la propriété de la saturation, la seconde aura l'avantage de donner une représentation complète des propriétés magnétiques ne s'étendant qu'à distance finie.

Exemple de vérification numérique fondée sur l'évaluation du travail : La pyrrhotine possède, dans le plan magnétique, deux directions remarquables rectangulaires pour lesquelles l'aimantation a la direction du champ. Dans l'une d'elles on trouve, pour $H = 3950$ gauss, $P_1 = -49{,}0$, pour l'autre $E_2 = -7{,}2$ en unités arbitraires. La différence 41,8 est égale, aux erreurs d'expérience près, au travail dépensé en faisant tourner H de l'une à l'autre et qui a été trouvé égal à 42,5.

---

## SUR UN NOUVEAU SPECTROSCOPE AUTOCOLLIMATEUR ;

Par MM. Ch. FABRY et A. JOBIN.

L'emploi de l'autocollimation dans les spectroscopes donne lieu, avec quelques inconvénients, à des avantages bien connus, et d'ailleurs souvent utilisés. La dispersion, avec un même nombre de prismes, est doublée ; un seul objectif sert pour le collimateur et la lunette ; l'observateur, regardant à l'oculaire, trouve la fente à portée de sa main ; l'appareil est bien plus compact et moins encombrant qu'un spectroscope à lunette et collimateur séparés ; enfin on peut, par des déplacements convenables des prismes et du miroir, faire défiler le spectre dans le champ, sans déplacer le faisceau incident ni le faisceau émergent. Ces avantages sont obtenus au moyen d'une réflexion supplémentaire, ce qui fait perdre un peu de lumière, inconvénient négligeable dans beaucoup de cas.

*Dispositif optique.* — Notre appareil est disposé pour l'observation oculaire et pour l'observation photographique. La *fig.* 1, qui en est une coupe horizontale, permet d'en indiquer les principales dispositions.

Les rayons lumineux, partis de la fente F, se réfléchissent sur le prisme à réflexion totale R, qui les renvoie sur l'objectif O. Le faisceau traverse alors les deux prismes dispersifs $T_1$, $T_2$, se réfléchit à peu près normalement sur le miroir M, traverse de nouveau les deux prismes et l'objectif, et vient former en S le spectre réel, que l'on peut

examiner à travers l'oculaire, ou recevoir sur la plaque photographique. Pour que le prisme R n'arrête pas le faisceau de retour, il est placé un peu au-dessus du plan de symétrie de l'appareil; le faisceau passe, à l'aller, un peu au-dessus de ce plan, et, au retour, un peu au-dessous.

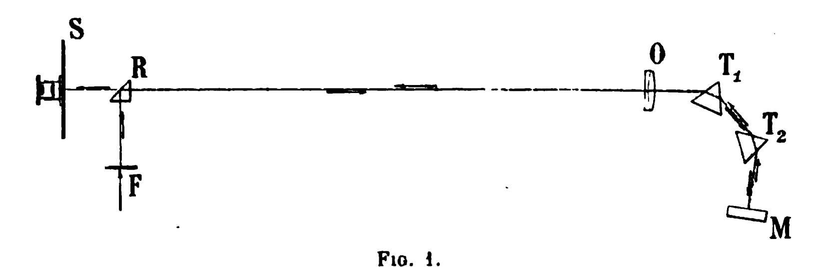



Fig. 1.

L'objectif a 6 centimètres de diamètre et 1 mètre de distance focale. Les prismes ont des faces rectangulaires, de 4 centimètres de hauteur et 3 de large; leur angle est de 60°; ils sont en flint très dispersif, fourni par la maison Mantois. L'indice de ce verre est représenté, en fonction de la longueur d'onde, par la formule :

$$n = 1,6227 + \frac{0,00865}{\lambda^2} + \frac{0,0002}{\lambda^4},$$

$n$ étant l'indice et $\lambda$ la longueur d'onde exprimée en microns.

Le miroir plan M, en verre argenté sur la face antérieure, a un diamètre de 6 centimètres.

*Dispositif mécanique.* — Il est rationnel que, pour la radiation qui se projette au milieu du champ, les prismes soient traversés au minimum de déviation. Si l'on veut faire passer successivement dans le champ les diverses parties du spectre, il faut que les prismes et le miroir subissent des déplacements tels que cette condition reste satisfaisante. Pour qu'il en soit ainsi, les mouvements de ces diverses pièces doivent être liés de la manière suivante : si, pour passer d'une radiation à une autre, on fait tourner le premier prisme d'un angle $\alpha$, le second prisme doit tourner d'un angle $3\alpha$, et le miroir d'un angle $4\alpha$.

Il faut de plus que ces rotations soient accompagnées de déplacements tels que les trois organes soient constamment centrés sur l'axe du faisceau ; en d'autres termes, il faut que, pour la radiation qui se projette au milieu du champ, le rayon provenant du milieu de la fente

et qui a passé par le centre optique de l'objectif rencontre les faces de prisme et le miroir en leurs milieux. On peut réaliser ces conditions, avec une approximation plus que suffisante, par de simples rotations des trois pièces autour de centres fixes convenablement choisis, les angles de rotation étant entre eux dans les rapports indiqués. Ces centres de rotation sont déterminés de la manière suivante :

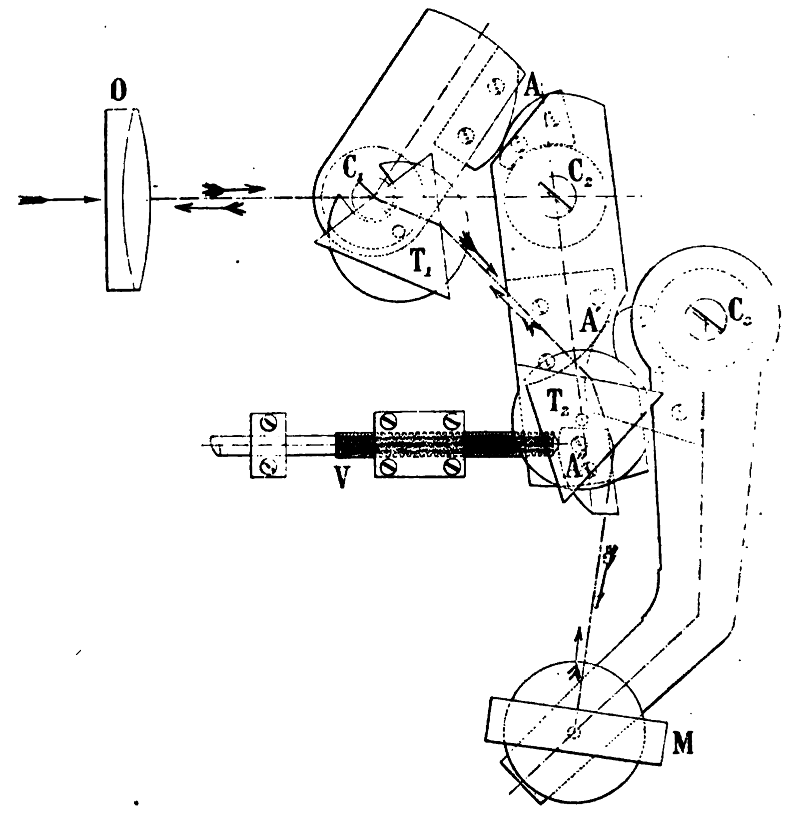



Fig. 2.

Prenons deux radiations, $r$ et $r'$, aux deux extrémités du spectre ; soient D et D' les déviations minima correspondantes. Le premier prisme doit évidemment tourner autour du milieu de sa face d'entrée ; le centre de rotation correspondant $C_1$ sera placé sur l'axe optique de l'objectif (*fig.* 2). On peut alors tracer sur l'épure les deux positions extrêmes du premier prisme, et les deux positions correspondantes

du faisceau qui en émerge. Les deux positions extrêmes du second prisme peuvent être tracées de manière qu'il reçoive dans les deux cas tout le faisceau au minimum de déviation. Ces deux positions sont complètement déterminées en orientation, mais non en position, car pour chacune d'elles on peut sans inconvénient déplacer le prisme parallèlement à lui-même et parallèlement au faisceau qu'il doit recevoir. Ces deux positions étant choisies, on peut, d'une seule manière, passer de l'une à l'autre par une rotation autour d'un centre $C_2$. On trouvera de même le centre de rotation $C_3$ autour duquel doit tourner le miroir. La position des points $C_2$ et $C_3$ présente, ainsi qu'on vient de l'indiquer, une certaine indétermination ; parmi cette infinité de solutions, on a choisi celle qui a paru la plus commode pour la construction mécanique.

Il reste à relier les trois mobiles de telle manière que, tournant respectivement autour des centres $C_1$, $C_2$, $C_3$, leurs angles de rotation soient entre eux comme les nombres 1, 3, 4. La condition du minimum de déviation sera alors exactement satisfaite ; la position des trois pièces par rapport au faisceau sera rigoureusement correcte dans les deux positions extrêmes ; elle le sera avec une exactitude plus que suffisante pour les positions intermédiaires.

Les liaisons nécessaires pour que les rotations soient dans le rapport voulu sont obtenues au moyen de cames en développantes de cercle, tracées conformément à la théorie des engrenages. Chacune des pièces mobiles (prismes et miroirs) est montée sur une plate-forme métallique, tournant autour du centre de rotation correspondant. C'est la plate-forme du second prisme qui mène les deux autres. La plate-forme du premier prisme, tournant autour de $C_1$, lui est liée par le système des cames A, qui transmet le mouvement de rotation en le réduisant dans le rapport de 1 à 3. Le miroir, tournant autour de $C_3$, est lié au mobile $C_2$ par le système de cames A', qui amplifie la rotation dans le rapport de 4 à 3. Des ressorts, non représentés sur la figure, maintiennent les cames en prise. Quant au mobile $C_2$, dont les mouvements commandent tous les autres, il est conduit par une vis de butée V, qui appuie normalement sur un profil A'' en développante de cercle. Cette vis est manœuvrée, par l'intermédiaire d'un joint à la Cardan, par une longue tige dont l'extrémité se trouve à portée de la main de l'observateur.

Les axes de rotation des plates-formes sont réglables en orientation par un système de trois vis qui permet de les rendre, une fois pour

toutes, parallèles entre eux. Chaque pièce est portée sur sa plate-forme par un support qui permet le réglage initial. Pour les prismes, ce support permet de rendre les arêtes parallèles entre elles et à la direction commune des axes de rotation ; il permet aussi de les placer une fois pour toutes au minimum de déviation par une rotation *à la main* autour d'un axe vertical, mouvement que l'on bloque une fois le réglage effectué. Le support du miroir (*fig.* 3) permet aussi une rotation initiale autour d'un axe vertical ; le miroir peut en outre basculer d'un mouvement lent autour d'un axe horizontal, mouvement qui a pour effet de faire monter ou descendre le spectre dans le champ.

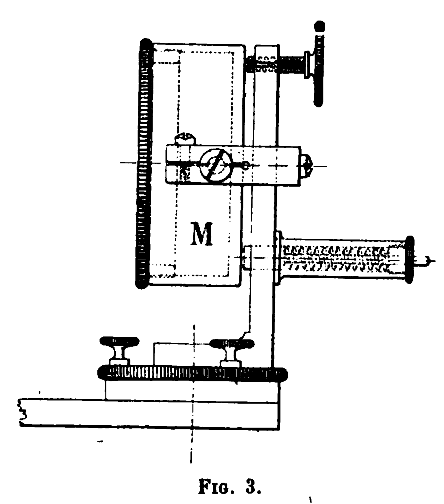



FIG. 3.

Enfin il importe que chaque pièce soit liée à son support sans subir de déformation ni de compression qui aurait pour effet de donner de la biréfringence au verre. Les prismes sont posés sur leurs montures métalliques par l'intermédiaire de drap feutré, et légèrement appuyés par des ressorts dont on peut régler la tension à volonté.

*Dispositif oculaire et photographique.* — Pour l'observation photographique, un châssis 9 × 12 occupe le plan focal de l'objectif. Ce châssis peut recevoir un déplacement en hauteur pour le cas où l'on veut photographier successivement plusieurs spectres. Un volet en ébonite, placé un peu en avant, permet de limiter le spectre en hauteur. Pour la mise au point, le châssis peut recevoir un mouvement

d'avant en arrière au moyen d'une crémaillère. Il peut aussi recevoir une inclinaison autour d'un axe vertical, pour mettre au point en même temps les diverses parties du spectre. L'objectif lui-même peut se déplacer, au moyen d'une crémaillère, pour amener la fente à être exactement dans son plan focal.

Pour l'observation oculaire, on substitue au châssis une plaque à laquelle est fixé le tube porte-oculaire. On peut y adapter quatre oculaires, ayant respectivement comme distances focales 35, 24, 20 et 12 millimètres, ce qui donne, avec l'objectif de 1 mètre de foyer, des grossissements d'environ 30, 40, 50, 80. L'un de ces oculaires est micrométrique, avec un pas de $0^{mm},5$.

Enfin, la fente a une largeur réglable au moyen d'une vis munie d'un tambour divisé. Elle est munie d'un mouvement d'orientation lent par vis de butée et ressort antagoniste.

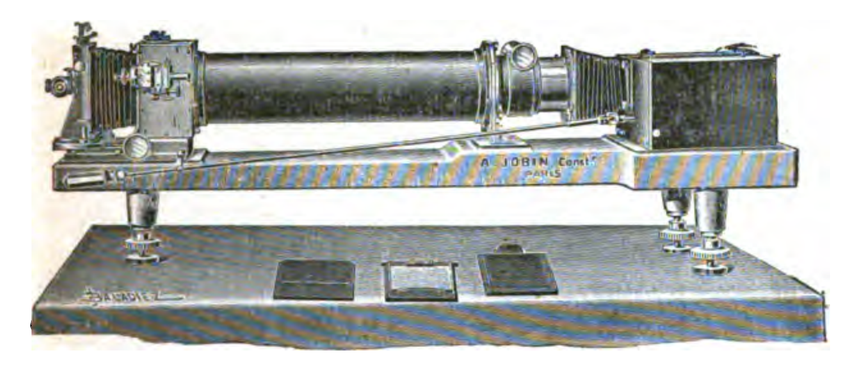



Fig. 4.

La *fig.* 4 représente l'ensemble de l'instrument. On remarquera que l'observateur, sans même allonger le bras, peut agir sur les mouvements d'élargissement et d'orientation de la fente, sur la mise au point, sur le mouvement qui fait défiler le spectre dans le champ.

*Qualités optiques.* — Il n'est pas difficile d'accroître indéfiniment la longueur d'un spectre, par l'augmentation de la distance focale de l'objectif ou par la multiplication du nombre des prismes ; mais on n'accroît pas toujours en proportion le pouvoir de définition de l'appareil ; si même la taille des surfaces est imparfaite, l'accroissement du nombre des réfractions peut diminuer le pouvoir de défini-

tion. La seule manière de définir les qualités d'un spectroscope consiste à indiquer qu'il est capable de séparer telle et telle radiation ; le spectre d'un appareil à prismes n'étant pas *normal*, il est nécessaire de répéter cette indication pour diverses régions du spectre. Pour que les qualités optiques des divers spectroscopes puissent être facilement comparées, il faudrait choisir dans les diverses parties du spectre un certain nombre de doublets servant de *tests*; le spectre solaire et les spectres de certains métaux en fourniraient un grand nombre. A défaut d'un pareil choix, nous nous bornerons à indiquer que, dans la région *b* (vers $\lambda = 520$), notre appareil montre toutes les raies du spectre solaire visibles sur les cartes de Rowland. Il montre aussi toutes les raies du fer observées par MM. Kayser et Runge.

La table suivante donne les longueurs occupées, sur le spectre réel, par une étendue de 1 $\mu\mu$, prise successivement dans les différentes parties du spectre, et amenée dans chaque cas au milieu du champ.

| Longueur d'onde | Longueur occupée sur la plaque par une étendue de 1 $\mu\mu$ |
|---|---|
| 550 | 1$^{mm}$,1 |
| 500 | 1$^{mm}$,25 |
| 450 | 1$^{mm}$,35 |
| 400 | 2$^{mm}$,6 |
| 370 | 3$^{mm}$,4 |

Le tableau suivant permet de comparer la dispersion de notre appareil avec celle de quelques-uns des grands spectroscopes astronomiques employés pour la mesure de la vitesse radiale des astres [1]. Pour chaque appareil, il donne en millimètres la longueur occupée sur la plaque par une étendue de 1 $\mu\mu$ prise dans la région $\lambda = 434$.

| Indication de l'appareil | Dispersion |
|---|---|
| Bruce (Observatoire Yerkes) | 1$^{mm}$,4 par $\mu\mu$ |
| Mills (Observatoire Lick) | 0$^{mm}$,8 |
| Observatoire de Postdam | 1$^{mm}$,0 |
| Fabry et Jobin | 2$^{mm}$,0 |

Pour un réseau de Rowland de 560 traits par millimètre et 7 mètres de rayon de courbure, cette longueur est de 4 millimètres pour le premier spectre ; mais le spectre est bien moins lumineux que dans notre spectroscope, et notre appareil est infiniment moins encombrant.

(1) Voir *Astrophysical Journal*, t. XV, p. 18 ; 1902.

## SUR L'EFFET ENREGISTRÉ PAR LE DÉTECTEUR MAGNÉTIQUE;

Par M. C. TISSOT [1].

A la suite d'une série d'expériences exécutées avec le dispositif de Rutherford et le détecteur magnétique à champ variable, nous avions été amené à conclure [2] :

1° Que c'est l'hystérésis ordinaire qui est affectée par l'action de l'onde ;

2° Que l'appareil est sensible à l'*intensité maxima*.

Le premier point se trouve confirmé par la récente étude méthodique que M. Maurain a faite du phénomène.

L'emploi du bolomètre nous a permis d'établir nettement la seconde proposition en opérant sur des systèmes placés à distance (plusieurs kilomètres), par la comparaison des effets obtenus en faisant agir sur le détecteur magnétique des émissions de même période et d'amortissements différents.

Il est possible de satisfaire à ces conditions d'une manière très simple en se servant à la transmission, d'une part du système direct, d'autre part d'un système indirect à circuit de décharge indépendant.

Le bolomètre permet de se placer dans les conditions de résonance, et par suite de réaliser aisément des systèmes directs ou indirects de période identique.

Si l'on produit des émissions directes avec une antenne de forme et de longueur invariables, et que l'on fasse varier progressivement la longueur de l'antenne réceptrice, on obtient un maximum très net dans les indications du bolomètre pour une valeur déterminée de la longueur de l'antenne de réception.

En particulier, lorsque les antennes en présence sont identiques (antennes simples quasi verticales, par exemple), le maximum des indications du bolomètre se produit quand les antennes d'émission et de réception sont égales.

Pour réaliser un système indirect qui fournisse des oscillations de même période, on conserve des antennes identiques à l'émission et

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique. Séance du 15 janvier 1904.

[2] Société de Physique, 20 février 1903.

à la réception, et l'on excite l'antenne d'émission par un dispositif Blondlot.

En faisant varier progressivement la capacité du circuit de décharge, ou circuit primaire de l'excitateur, on obtient un maximum extrêmement marqué dans les indications du bolomètre pour une valeur déterminée de la capacité (1).

Les systèmes direct A et indirect B ainsi déterminés donnent vraisemblablement des émissions de même période.

La comparaison des effets produits sur le détecteur magnétique a été faite de deux manières différentes :

1° A égalité de wattage au primaire d'excitation.

On obtenait au bolomètre :

| | |
|---|---|
| Pour les émissions directes A....... | déviation $\delta = 55$ divisions |
| Pour les émissions indirectes B..... | déviation $\delta = 80$ divisions |

Les émissions A donnaient des signaux très intenses au téléphone du détecteur magnétique. La lecture en était aussi facile que si l'on avait entendu l'étincelle même éclater dans la pièce voisine.

Les émissions B donnaient des signaux lisibles, mais faibles (comparables à ceux que l'on obtient à une trentaine de milles de distance) ;

2° A égalité d'énergie reçue par l'antenne, c'est-à-dire pour des indications identiques du bolomètre.

Pour obtenir des indications identiques au bolomètre avec les systèmes d'émission utilisés, on réduisait progressivement le wattage d'excitation (en même temps que la longueur de l'étincelle) pour le système indirect.

On obtenait alors :

| | |
|---|---|
| Pour les émissions directes A....... | déviation $\delta = 55$ divisions |
| Pour les émissions indirectes B..... | déviation $\delta = 55$ divisions |

Les émissions A donnant des signaux très intenses, les émissions B

(1) Dans le cas présent, les antennes d'émission et de réception étaient simples et avaient 40 mètres de longueur. Avec un cadre carré de 35 centimètres, on obtenait :

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Capacité...... | 1 | 1,4 | 1,8 | 2,2 | 2,6 | 3 |
| Déviation .... | 10 | 17 | 42 | 75 | 51 | 26 |

La résonance se produisait pour la valeur 2,2 de la capacité.

ne donnaient plus que des signaux extrêmement faibles et *à peine* lisibles.

Comme les émissions directes A sont beaucoup plus amorties que les émissions indirectes B, l'expérience paraît établir, au moins d'une manière qualitative, que le détecteur magnétique est sensible au *maximum de l'intensité*.

Les résultats d'observations exposés dans un précédent travail (¹) nous avaient amené à admettre que le cohéreur est sensible à la *force électromotrice maxima*. Les considérations suivantes justifient cette manière de voir.

On sait que, si l'on intercale à la réception un petit transformateur sans fer de dimensions convenables (jigger de M. Marconi), on améliore notablement les résultats de la réception sur cohéreur.

Si l'on dispose le bolomètre sur le secondaire de ce transformateur, à la place du cohéreur, on obtient des déviations beaucoup plus faibles que lorsque le bolomètre est intercalé directement dans le circuit. Le « jigger » agit donc bien en produisant une élévation de tension. Or l'effet exercé sur le détecteur magnétique est de beaucoup réduit quand on intercale le détecteur sur le secondaire du jigger.

---

## REMARQUES AU SUJET DE L'ARTICLE DE M. KIMBALL INTITULÉ : « NOTE ON THE APPLICATION OF CORNU'S SPIRAL TO THE DIFFRACTION GRATING » ;

Par M. G. SAGNAC.

Dans l'article signalé (²) (*Phil. Mag.*, t. XXXI, p. 30-33 ; juillet 1903), M. Kimball donne une solution géométrique du problème de la diffraction à l'infini par les réseaux, que j'ai déjà publiée ici même en 1898 (G. Sagnac, *Théorie géométrique de la diffraction à l'infini des ondes planes par un écran percé de fentes parallèles.* — *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. VII, p. 28-36).

La solution géométrique détaillée que j'ai donnée du problème des réseaux à fentes et que M. Kimball a retrouvée partiellement est une application directe de la règle géométrique que Fresnel avait imaginée pour composer les vibrations et qui est aujourd'hui consi-

---

(¹) *C. R. de l'Acad. des Sc.*, 23 novembre 1903.
(²) Analysé p. 139 de ce volume.

dérée comme un cas particulier de la règle de composition des vecteurs. Elle remplace les calculs d'intégrales et de séries par des constructions et des calculs immédiats qui utilisent des circonférences.

Il se trouve que la règle de Fresnel a été appliquée d'abord aux problèmes plus complexes de diffraction à distance finie par des écrans à bords rectilignes parallèles. A. Cornu a montré que ces divers problèmes se résolvent à l'aide de constructions graphiques faites sur une courbe unique, la spirale en crosse bien connue depuis lors (A. Cornu, *J. de Phys.*, 1re série, t. III, p. 5 et 44; 1874). — Sur la même question: Macé de Lépinay (*loc. cit.*, 2e série, t. III, p. 61).

Le problème de diffraction à l'infini par une fente à bords rectilignes parallèles se trouve résolu géométriquement par la méthode de Fresnel dans le cours d'optique de M. Lippmann (*Leçons d'acoustique et d'optique.* — Paris, Hermann, p. 212 et p. 215). J'ai complété cette solution dans l'article déjà cité (p. 29 et 30).

On trouvera la solution géométrique du problème de la diffraction à l'infini par deux fentes parallèles dans l'article de M. E. Bichat: *Sur le calcul des franges de Talbot* (*Archives des Sc. phys. et nat. de Genève*, t. XXVI, p. 1; 1891).

Avant la publication de mon article déjà cité, le problème des réseaux se trouvait déjà partiellement résolu par la méthode géométrique de Fresnel dans le cours déjà cité de M. Lippmann (p. 213-216). Il était résolu sur de nouveaux points par M. Bouty dans le *Premier Supplément au cours de Physique de Jamin et Bouty* (Paris, Gauthier-Villars, p. 148).

---

F. HEUSLER, STARCK et HAUPT (avec la collaboration de F. Richarz). — Über die ferromagnetischen Eigenschaften von Legierungen unmagnetischer Metalle (Sur les propriétés ferromagnétiques d'alliages de métaux non magnétiques). — *Bulletin de la Société des Sciences naturelles de Marburg*, t. XIII; 1903; et *Inaugural-Dissertation* de E. Haupt (Marburg, Verlag von Elwert).

On sait que certains alliages contenant une forte proportion de fer ne sont pas ferromagnétiques. Certains alliages de métaux non ferromagnétiques sont au contraire eux-mêmes ferromagnétiques ;

ils ont été étudiés par M. Heusler, qui les a découverts, puis par MM. Haupt et Starck.

La plupart des alliages étudiés sont des alliages de cuivre, manganèse et aluminium, contenant au moins 60 0/0 de cuivre ; pour des alliages ayant une même teneur en cuivre et où les proportions de manganèse et d'aluminium sont différentes, on trouve que c'est quand les deux métaux sont dans le rapport de leurs poids atomiques que les propriétés ferromagnétiques sont le plus accusées. D'ailleurs, plus la teneur en cuivre diminue, plus le magnétisme augmente, mais les auteurs n'ont pas pu obtenir d'alliages convenables renfermant moins de 60 0/0 de cuivre, et n'ont étudié que ceux où le manganèse et l'aluminium sont dilués dans une plus grande proportion de cuivre. Cependant M. Heusler a trouvé ferromagnétiquè un alliage ne contenant que du manganèse et de l'aluminium.

Voici, par exemple, les valeurs de l'induction magnétique B correspondant à différentes valeurs du champ magnétique (en gauss) pour l'alliage le plus magnétique :

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| H | 1,64 | 3,3 | 4,9 | 7,6 | 11,8 | 18,3 | 27,6 |
| B | 1.140 | 2.280 | 2.780 | 3.445 | 4.050 | 4.470 | 4.660 |
| H | 36,5 | 56,8 | 73,7 | 91,4 | 147 | | |
| B | 4.800 | 5.150 | 5.220 | 5.320 | 5.550 | | |

Les propriétés magnétiques de ces alliages varient avec la température et disparaissent à une certaine température (160° pour un des alliages, tandis qu'elles subsistaient encore à 310° pour un autre) ; un recuit les augmente ou les diminue suivant la température du recuit.

Les auteurs ont trouvé des propriétés analogues pour des alliages contenant environ 70 0/0 de cuivre et 30 0/0 d'étain et de manganèse ; ces alliages sont moins magnétiques que les précédents, de sorte que les expériences, plus délicates, n'ont pas permis de déceler avec autant de netteté la proportion d'étain et d'aluminium pour laquelle les propriétés magnétiques sont le plus prononcées ; il semble que cette proportion soit à peu près de 1 atome d'étain pour 3 de manganèse ($B = 1500$ pour $H = 150$).

Ch. Maurain.

THEODOR SCHWEDOFF. — Eine Vorlesungswage (Balance de cours). — *Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht*, 60 Jahrgang, 6 Heft, Juli, 1903.

L'auteur a réalisé une modification qui peut s'adapter à une balance de laboratoire ordinaire. Deux ressorts hélicoïdaux faibles (ressorts de montre) sont fixés au-dessus des bras de la balance, en des points également distants et très rapprochés du milieu ; les autres extrémités des ressorts sont reliées par une bande qui s'enroule sur un cylindre. Ce dernier tourne à frottement sur un axe cylindrique qui porte en avant une aiguille et en arrière un bouton, et peut tourner lui-même dans deux colliers portés par le support de la balance. Cette aiguille se meut devant un cadran divisé fixe, l'aiguille indicatrice du zéro est conservée.

On règle la balance de façon que les deux aiguilles soient au zéro, ce qui est possible grâce au mouvement à frottement du cylindre extérieur par rapport à son axe.

Si maintenant on met un poids faible dans l'un des plateaux de la balance, l'aiguille indicatrice est déplacée ; on tourne alors le bouton, et on agit ainsi sur les ressorts, dans le sens voulu pour ramener la balance au zéro. Les ressorts étant faibles, le bras de levier court, il en résulte que, pour compenser une faible inclinaison de la balance, il faut tourner d'un angle relativement grand l'aiguille correspondante. Si on a fait un tarage préalable, on lit immédiatement la masse du corps, ou la valeur de la force qui agit. Dans une pesée, on pourra par exemple ramener l'équilibre d'abord au moyen de poids jusqu'aux grammes, et lire le nombre de décigrammes sur un cadran divisé en 100 parties.

L'auteur a employé ce procédé pour la détermination rapide et suffisamment précise de la tension superficielle par la méthode d'arrachement et la mesure des forces magnétiques. Dans ces expériences, il faut de plus que les fourchettes qui supportent les bras de la balance puissent être amenées en contact avec ceux-ci, indépendamment l'une de l'autre.

G. ROY.

THEODOR SCHWEDOFF. — Eine einfache Ableitung für die Grundgleichung der kinetischen Gastheorie (Une démonstration simple de l'équation fondamentale de la théorie cinétique des gaz). — *Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht*, 60 Jarhrgang, 4 Heft, Juli 1903.

L'auteur considère d'abord une molécule gazeuse sphérique, de masse $m$, parfaitement élastique, et animée d'un mouvement rectiligne uniforme $u$ de direction quelconque à l'intérieur d'un récipient sphérique. Cette molécule subit à la rencontre de la paroi une série de chocs et se meut dans un grand cercle. Pour chaque choc, la variation de la quantité de mouvement est égale à

$$q = m[u \sin \alpha - (-u \sin \alpha)] = 2mu \sin \alpha,$$

$\alpha$ étant l'angle que fait la direction de la trajectoire avec la normale au point de contact. Si $r$ est le rayon de la sphère, $2l$ la longueur de la corde parcourue depuis le choc précédent, $t$ le temps employé à parcourir cette corde, N le nombre de chocs par seconde :

$$2l = ut, \qquad l = r \sin \alpha, \qquad N = \frac{1}{t} \qquad \text{et} \qquad N = \frac{u}{2r \sin \alpha}.$$

Si $p_s$ est la pression due à ces chocs sur la surface intérieure,

$$p_s = qN = \frac{mu^2}{r}.$$

Cette pression est donc la même que si la molécule roulait à la surface intérieure avec une vitesse égale à celle de son déplacement linéaire.

Si on considère maintenant deux molécules, la pression résultante sera étudiée en remplaçant le mouvement propre des deux molécules par le mouvement de roulement de chacune d'elles, suivant le grand cercle qui contient la direction primitive de leur mouvement. Il peut y avoir choc entre elles, aux points de rencontre des deux cercles ; mais ces chocs ne feront pas varier la pression, la force vive des deux molécules restant la même après le choc ; les plans dans lesquels elles se meuvent sont seuls changés. Si on considère un nombre de molécules quelconque, on aura donc :

$$p_s = \frac{1}{r} \Sigma mu^2.$$

La pression par unité de surface sera alors

$$\frac{p_t}{4\pi r^2} = \frac{1}{3} \frac{\Sigma mu^2}{\frac{4}{3}\pi r^3} = \frac{1}{3} \frac{\Sigma mu^2}{v}.$$

Pour un gaz déterminé, dont la masse est représentée par M, et le nombre de molécules par $n$, on peut écrire :

$$pv = \frac{1}{3} mn \frac{1}{n} \Sigma u^2 = \frac{1}{3} MU^2.$$

Pour généraliser, il considère la sphère coupée par un plan diamétral ; la pression ne change pas, car il est facile de voir que le nombre de chocs est doublé, mais que celui des molécules est réduit de moitié. Cela étant vrai, indépendamment de la direction du plan, il en conclut à l'uniformité de pression dans tout le vase. Enfin la considération de la densité permet de passer à une enceinte de forme quelconque. L'hypothèse primitive comporte une répartition uniforme des molécules ; si on suppose alors un petit ballon sphérique de volume $\beta$, renfermant une masse de gaz $\mu$, la pression étant la même à l'intérieur et à l'extérieur de ce ballon, on a :

$$p = \frac{1}{3} \frac{M}{V} U^2 \quad \text{et} \quad p = \frac{1}{3} \cdot \frac{\mu}{\beta} U^2, \quad \text{d'où} \quad \frac{M}{V} = \frac{\mu}{\beta};$$

la densité moyenne est donc partout la même :

$$p = \frac{1}{3} \delta U^2, \quad \text{d'où} \quad \delta = \frac{3p}{U^2}.$$

Si le ballon intérieur est de forme quelconque, de volume V' et contenant une masse de gaz M', la densité est $\frac{M'}{V'}$, et elle est égale à $\frac{3p}{U^2}$; donc

$$\frac{M'}{V'} = \frac{3p}{U^2} \quad \text{et} \quad pV' = \frac{1}{3} M'U^2.$$

G. Roy.

**DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK ;**

T. XII, fascicule 12.

E. MÜLLER. — Über die Lichtabsorption wässeriger Lösungen von Kupfer- und Nickelsalzen (Absorption de la lumière par les solutions aqueuses de sels de cuivre et de nickel). — *Diss. inaug. de Berlin*, p. 767-786.

Les recherches de Beer sur l'absorption de la lumière par les solutions salines (1) l'ont amené à considérer comme proportionné à la concentration le *coefficient d'extinction* (rapport des logarithmes des intensités de la lumière incidente et de la lumière transmise par une couche d'épaisseur 1, ou inverse de l'épaisseur qui réduit l'intensité au 1/10 de sa valeur), ce qui conduit à définir un *coefficient d'extinction moléculaire* qui serait une constante. En fait, ce coefficient, dans la plupart des cas, varie avec la concentration, et Knoblauch a établi, en partant de l'hypothèse d'Arrhénius, que le spectre d'absorption des solutions doit changer avec leur degré de dissociation, et que toutes les solutions contenant un même ion coloré doivent avoir, dans l'état de dissociation complète, le même spectre d'absorption (2); mais ces expériences, d'ailleurs reconnues fautives par Ostwald (3), l'avaient amené à se prononcer contre l'hypothèse.

L'auteur a comparé, au point de vue de l'absorption, des solutions de concentrations différentes de quelques sels de cuivre et de nickel. Il projette sur la fente d'un spectromètre gradué en longueurs d'onde le champ d'un photomètre de Lummer-Brodhun, dont les deux parties reçoivent des faisceaux qui ont traversé les tubes d'un colorimètre ; le premier faisceau traverse d'abord la solution concentrée, placée dans un tube court, puis de l'eau pure contenue dans un tube beaucoup plus long ; le second, un tube court identique au premier plein d'eau pure, puis un tube long dans lequel on a mis la même quantité de la même solution, que l'on a ensuite diluée de manière à lui faire remplir complètement le tube. Le produit $cd$ de la concentration par l'épaisseur traversée est alors le même pour les deux

(1) *Pogg. Ann.*, LXXXVI, p. 78 ; 1852.
(2) *Wied. Ann.*, LXXXIII, p. 78 ; 1891 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, I, 481 ; 1892.
(3) *Zeitschr. für phys. Chemie*, IX, p. 579 ; 1892.

faisceaux. Pour mesurer les coefficients d'extinction, on affaiblit le faisceau le moins absorbé, avant de l'admettre dans le colorimètre, par l'interposition de plaques photographiques voilées, d'opacités différentes, et dont le pouvoir d'affaiblissement (qui est le même pour tout le spectre) a été préalablement mesuré ; on cherche dans chaque cas la longueur d'onde pour laquelle les deux parties du champ sont également éclairées. Si l'on appelle I et I' les intensités de la lumière incidente et de la lumière transmise, A le coefficient d'extinction moléculaire pour la concentration $c$, la relation

$$I' = I \cdot 10^{-Acd}$$

donne immédiatement comme différence relative aux deux concentrations $c_1$ et $c_2$ ($c_1 > c_2$), pour la longueur d'onde trouvée,

$$A_1 - A_2 = \frac{1}{c_1 d_1} \log \frac{I'_2}{I'_1};$$

$\frac{I'_2}{I'_1}$ est donné par la plaque affaiblissante employée. En remplaçant la solution diluée par de l'eau pure, on détermine $A_1$, ce qui permet de calculer ensuite $A_2$.

Les mesures ont porté sur le chlorure, le bromure, l'azotate, le sulfate, l'acétate et le chlorate de cuivre et les sels correspondants du nickel. Elles ont montré que, lorsque la dilution augmente, A tend vers une limite $A_0$ *qui est la même pour tous les sels d'un même métal.* Cette limite doit correspondre à la dissociation totale et caractérise l'ion-métal ; la seconde conclusion de Knoblauch est ainsi justifiée ; il faut rapprocher de ce fait l'identité de couleur des solutions étendues d'un même métal, tandis que les solutions concentrées ont des colorations différentes. La différence $D = A - A_0$, qui est constamment nulle, si la loi de Beer est satisfaite, mesure l'écart quand elle ne l'est pas.

Le sulfate de cuivre obéit à la loi dans toute l'étendue du spectre visible, même en solution concentrée, ce qui indique que l'entrée dans la molécule de l'ion $SO^4$ est sans influence sur l'absorption ; même conclusion pour les sulfate et azotate de nickel.

Il n'en est pas de même pour les autres sels, qui sont plus absorbants en solution concentrée qu'en solution étendue. Pour le chlorure et le bromure de cuivre, D croît rapidement quand on

avance vers les faibles λ, et la longueur d'onde pour laquelle elle commence à être appréciable est d'autant plus petite que la dilution est plus grande; on est en droit d'en conclure que, dans les cas où la loi de Beer est satisfaite dans tout le spectre visible, elle peut très bien ne plus l'être dans l'ultra-violet. A l'absorption caractéristique de l'ion-cuivre, qui se produit dans le rouge, vient s ajouter, dans le bleu et le violet, une autre absorption due à l'influence des ions Cl et Br. — Ces faits concordent avec les expériences de Martens(¹), qui a constaté un accroissement très rapide de l'indice des solutions concentrées de $CuCl^2$ à partir de 310 μμ, vers les petites longueurs d'onde, et leur opacité à partir de 298 μμ. même sous une épaisseur de quelques centièmes de millimètre; dans les solutions étendues, l'augmentation de l'indice se produit pour des longueurs d'onde plus petites. Dans le bromure, la rapide variation d'indice se produit pour des longueurs d'onde plus grandes; les écarts de la loi de Beer sont, pour ce sel, beaucoup plus marqués que pour le chlorure; l'ion Br, dont la période propre correspond à une longueur d'onde plus grande que celle du chlore, fait sentir son effet plus tôt; c'est vraisemblablement parce que celle de l'ion $SO^4$ se place au-dessous de 100μμ que son influence est nulle dans le spectre visible et que le sulfate y suit la loi de Beer.

Pour l'acétate et l'azotate, c'est dans le rouge que l'absorption supplémentaire vient s'ajouter à celle de l'ion Cu. — Les résultats pour le nickel sont tout à fait analogues; mais les écarts de la loi de Beer sont beaucoup plus faibles; encore très sensibles dans le chlorure et le bromure, ils sont insignifiants dans l'acétate et le chlorate. Le nickel absorbe à la fois dans le rouge et dans le bleu.

A noter le fait que les solutions qui suivent la loi de Beer sont celles pour lesquelles la concentration et l'élévation de la température — qui agit dans le même sens — ne modifient pas la coloration.

La conclusion qui se dégage du mémoire est que l'inexactitude de la loi de Beer est très probablement due à la dissociation électrolytique, suivant la théorie de Knoblauch-Ostwald.

P. Lugol.

(¹) *Verhandl. d. deutschen physik. Gesellsch.*, IV, p. 141 ; 1902.

E. MEYER. — Über die Absorption der ultra-violetten Strahlung un Ozon (Absorption des radiations ultra-violettes par l'ozone). — *Diss. inaug. de Berlin*, p. 849-859.

En déterminant par la méthode photométrique de Kreusler (1) les intensités de la radiation qui frappe une cathode de platine avant et après son passage à travers un tube de longueur connue contenant de l'oxygène ozonisé de composition connue, l'auteur a calculé, pour les longueurs d'onde 185, 193, 200, 210, 220, ..., 300 μμ, les coefficients d'extinction de l'ozone pur à 0° sous la pression 76 centimètres. La difficulté du dosage pour les mélanges très pauvres que l'on est obligé d'employer dans la région d'absorption maxima limite à 10 0/0 environ la précision des nombres obtenus, tandis qu'avec les mélanges plus riches possibles pour les autres régions, on atteint 2 à 3 0/0. Les expériences mettent en évidence un maximum d'absorption très marqué vers 258 μμ. Des mesures qualitatives faites par Hartley (2) avaient donné un maximum vers 256 μμ, ce qui l'avait conduit à attribuer à l'absorption par l'ozone atmosphérique la terminaison assez brusque du spectre solaire vers 293 μμ, signalée par Cornu (3). En utilisant le nombre fourni à Lévy (4) par des analyses poursuivies pendant vingt ans ($0,8.10^{-8}$ 0/0 environ d'ozone en volume, teneur moyenne) et appliquant au rayonnement solaire la formule de répartition d'énergie du corps noir donnée par Planck (5), l'auteur a calculé l'intensité de la radiation ultra-violette arrivant à la surface de la terre, et trouvé une diminution extrêmement rapide entre 300 et 280 μμ, ce qui semble justifier l'hypothèse de Hartley. — Des expériences de vérification tentées en août 1902 au Görnergrat (3136 mètres) par la méthode de Kreusler n'ont donné que des résultats incertains.

---

(1) *Ann. der Phys.*, VI, p. 398 et 412; 1901; — et *J. de Phys.*, 4e série, I, p. 324; 1902.
(2) *Chem. News*, XLII, p. 268; 1880.
(3) *C. R.*, LXXXVIII, p. 1101 et 1285; 1879; — LXXXIX, p. 808; 1879; — XC, p. 940; 1880.
(4) *Ciel et Terre*, XIX, p. 291-296; 1898.
(5) *Ann. der Phys.*, IV, p. 561; 1901; — et *J. de Phys.*, 3e série, X, p. 399; 1901.

T. XII ; 1903, fasc. 13.

ERICH LISCHNER. — Über die elliptische Polarisation des Lichtes bei der Reflexion an Lösungen von Körpern mit Oberflächenfarben (Polarisation elliptique de la lumière réfléchie par des solutions de corps à couleurs superficielles). — P. 694-983, avec planches : courbes donnant, pour les raies C 1/2 D [1], D, E, F du spectre solaire et les incidences comprises entre 45 et 60 ou 70°, les variations de la différence de phase et des rapports d'amplitudes des composantes de la vibration réfléchie (*Diss. de Greifswald*).

La méthode d'analyse de la lumière est celle de de Sénarmont, modifiée par Wiedemann [2] ; les substances étudiées sont : la *fuchsine* en couche solide et en solution alcoolique à 4, 8 et 16 0/0 (cette dernière solution doit être faite à chaud et peut rester sursaturée plusieurs heures) ; le *vert brillant* en couche solide et en solution à 10 0/0 dans l'alcool, à 10 0/0 dans un mélange à parties égales d'eau et d'alcool, à 16 0/0 dans l'alcool méthylique ; la *cyanine* en couche solide et en solution à 2 0/0 dans l'alcool, à 6 0/0 dans le chloroforme ; la *fluorescéine* en solution à 10 0/0 et à 20 0/0 dans la potasse. On a déduit des observations, en utilisant les formules générales de la réflexion, les indices de réfraction et les coefficients d'absorption relatifs à C 1/2 D, E, F, situées dans la région où toutes les substances observées ont des bandes d'absorption, et pour des incidences comprises entre 45 et 60 ou 70°. Pour les couches solides, on a pu déterminer de plus l'incidence principale et la valeur correspondante du rapport des amplitudes; avec les solutions, ce rapport est trop faible pour prêter à une détermination directe ; on a dû le déduire par interpolation d'expériences faites sous des incidences variées de part et d'autre de l'incidence principale. Voici les conclusions générales qui se dégagent des résultats.

Avec les dissolvants purs, la différence de phase $\delta$ entre les composantes passe brusquement de 0 à $\frac{\pi}{2}$ pour l'incidence principale, et le rapport des amplitudes $\rho$ y est égal à zéro. Avec les solutions, $\delta$ varie d'une manière continue, d'autant plus lentement qu'elles sont plus concentrées, et que la radiation observée est plus voisine du maximum d'absorption ; $\rho$ a un minimum différent de zéro, et d'au-

(1) Equidistante de C et D.
(2) *Pogg. Ann.*, CLI, p. 6 ; 1874 ; — *J. de Phys.*, 1re série, IV, p. 20 ; 1875.

tant plus grand que la solution est plus concentrée. La valeur correspondante de l'incidence varie avec la concentration.

Résultats particuliers. — *Vert brillant.* — Le maximum d'absorption se déplace vers le rouge dans les solutions : l'addition d'eau à l'alcool diminue l'ellipticité et les coefficients d'absorption, tels qu'on les déduit de la polarisation, résultat en contradiction avec ceux qu'a obtenus antérieurement Katz [1].

*Cyanine.* — La couleur superficielle de la couche obtenue par évaporation n'est pas la même avec l'alcool et le chloroforme; dans le dernier cas, elle est chatoyante, bronzée, comme celle de la cyanine récemment fondue, et passe au bleu intense sous l'action de la lumière, au point qu'un éclairage très vif (lumière solaire) permet d'obtenir des silhouettes d'objets nettement limités. Nutting a d'ailleurs observé [2] que l'illumination détruit presque entièrement son pouvoir absorbant, et par conséquent l'anomalie de dispersion.

Enfin la règle de Jamin relative à l'indice limite $n = 1,4$ est en défaut, car, pour la raie F ($n = 1,06$), les couches solides de fuchsine donnent l'avance à la composante polarisée dans le plan d'incidence. Il semble que, pour la fuchsine, le coefficient d'absorption soit à peu près proportionnel à la concentration, les trois concentrations étudiées.

P. Lugol.

F.-F. MARTENS et F. GRÜNBAUM. — Über eine Neukonstruktion des Königschen Spektralphotometers (Nouvelles dispositions dans la construction du spectrophotomètre de König). — P. 984-1003.

C'est un spectrophotomètre à polarisation [3]. Le collimateur est à deux fentes horizontales, en prolongement l'une de l'autre. Les rayons dispersés par un prisme traversent un wollaston en spath, puis un objectif plan-convexe sur lequel est collé un prisme isocèle d'angle obtus et à arête verticale, qui réalise la séparation des deux champs que l'on compare; dans le plan focal de l'objectif est une fente horizontale, et derrière elle un nicol. L'appareil est construit

---

(1) *Diss. inaug. d'Erlangen;* 1898.
(2) *Nature*, p. 416; 1902; — *Beiblätter*, XXVII, p. 56; 1903.
(3) Cf. *Verhandl. d. phys. Gesellsch. zu Berlin*, 4e série, p. 50; 1885; et 5e série, p. 9; 1886; — *Verhandl. d. deutschen phys. Gesellsch.*, 1re série, p. 280-284; 1899.

et réglé de manière que les deux champs contigus soient polarisés à angle droit, et éclairés chacun par une des fentes du collimateur; comme disposition intéressante, nous signalerons des prismes de petit angle collés sur la face plane de la lentille collimatrice, et entre l'objectif et le prisme séparateur, dans le but d'éliminer la lumière réfléchie sur les faces des lentilles. Pour faire une mesure, on amène l'un des champs, que nous désignerons par l'indice (1), à l'extinction, et on repère la position du nicol; l'angle dont il faut ensuite le faire tourner pour amener les champs, d'intensités primitives $I_1$ et $I_2$, à l'égalité, est donné par :

$$\frac{I_2}{I_1} = \text{tang}^2 \alpha.$$

Pour les mesures d'absorption, on éclaire les deux fentes $f_1$ et $f_2$ au moyen d'une sorte de lunette dont la *fig.* 1 fait suffisamment comprendre la disposition, et où V représente un verre dépoli collé contre une fente, éclairée par une source intense. Entre la triple lentille et les prismes, on peut placer des tubes de $0^m,30$ de long.

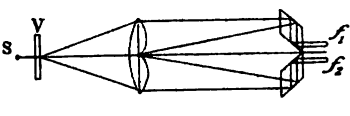



Fig. 1.

On n'obtient de résultats précis qu'en opérant en lumière homogène. Le mémoire contient d'intéressants détails sur la précision des mesures de coefficients d'extinction $\varepsilon$ (définis par $I' = 10^{-\varepsilon d}$), et qui peut atteindre 0,5 0/0, si l'intensité des champs à l'égalité est suffisante.

P. Lugol.

**F. GRUNBAUM. — Absorptionsmessungen an Wässerigen Farbstofflösungen (Mesures d'absorption sur des solutions colorées). — P. 1004-1011.**

Mesures de coefficients d'extinction faites, au moyen de l'appareil précédemment décrit, sur le sulfate de cuivre ($98^{gr},34$ de sel anhydre par litre de solution), le bichromate de potassium (10,01 et $1^{gr},001$ par litre), le chromate de potassium ($36^{gr},07$ par litre) et

l'acide dinitro-α-naphtolmonosulfonique (3gr,85 par litre), dont l'absorption est voisine de celle du bichromate.

Les expériences, constamment faites sur plusieurs couches d'épaisseur différente, ont toujours donné, pour la différence entre le coefficient d'extinction de la solution et celui d'une couche d'eau d'épaisseur égale, les valeurs les plus grandes avec les épaisseurs les plus faibles, ce qui est en désaccord avec l'hypothèse d'un coefficient d'extinction *défini*, *indépendant de l'épaisseur traversée*. Le coefficient d'extinction moléculaire (rapport du coefficient d'extinction à la concentration exprimée en molécules-grammes par litre) est plus petit pour la solution étendue de bichromate que pour l'autre solution, ce qui doit tenir à la différence dans le degré d'ionisation, et sans doute à l'influence de l'ion potassium sur l'absorption de la molécule de bichromate (1). Enfin l'auteur a constaté, au bout de quelques jours, une variation dans l'absorption du bichromate. Les résultats relatifs au sulfate de cuivre, comparés à ceux d'Ewans, en admettant l'exactitude de la loi de Beer (1), accusent de légères différences, ce qui peut s'expliquer par le fait qu'Ewans travaillait avec de la lumière blanche, dont il isolait un groupe de radiations, au lieu d'employer de la lumière monochromatique.

P. Lugol.

F. LINDIG. — Über die Verstimmte Oktave bei Stimmgabeln und über Asymmetrietöne (Des diapasons mal accordés à l'octave et des sons d'asymétrie). — *Diss. in. de Kiel*, 2e partie, *Ann. der Physik*, t. XI, p. 31-53.

M. MEYER. — Uber Kombinations- und Asymetrie-tone (Sons résultants et sons d'asymétrie). — T. XII, p. 889-892.

Deux diapasons accordés presque à l'octave l'un de l'autre donnent des battements très nets. Helmholtz admet qu'ils ont lieu entre le premier son de différence et le diapason à l'octave, tandis que lord Kelvin et König (2) les attribuent à la perception directe par l'oreille de la variation graduelle de phase entre le son fondamental et l'octave. D'autre part, bien que la théorie n'indique, pour les verges vibrantes, que des *sons supérieurs non harmoniques*, un grand

(1) Müller, *Ann. de Physik*, t. XII, p. 767 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, III, p. 217; 1904.

(2) Lord Kelvin, *Proc. Roy. Soc. Edimb.*, IX, p. 602 ; 1878 ; — König, *Wied. Ann.*, XIV, p. 369; 1881 ; — LVII, p. 555 ; 1896.

nombre d'observateurs ont constaté, dans la vibration des diapasons, et aussi de tiges, de plaques et de cloches, l'existence de l'*octave et même d'harmoniques plus élevés* (1). Les battements d'octave auraient alors lieu entre le diapason aigu et le deuxième harmonique du diapason grave.

L'auteur s'est proposé de vérifier l'existence de l'octave harmonique, d'en trouver la phase par rapport au son fondamental, et de déduire de ses observations une explication théorique. Il s'est servi d'un diapason de Lissajous $ut_2$, d'un second diapason $ut_3$ (A) rigoureusement accordé à l'octave du précédent, et d'un troisième diapason $ut_4$ très légèrement faux (B). Pour avoir des sons débarrassés de toute influence étrangère, il vissait A et B, les branches en bas, à des planchettes triangulaires voisines, supportées chacune par trois longs tubes de caoutchouc égaux fixés à une planchette identique, assujettie dans la pince d'un support en fer par l'intermédiaire d'un bloc de liège cloué à la planchette; les quatre branches étaient dans un même plan. Les diapasons, excités par le choc d'un marteau de liège recouvert de drap, rendaient un son extrêmement faible, que l'on observait au moyen d'un bout de tube de verre placé entre les diapasons et relié à l'oreille par un tube de caoutchouc. On a pu ainsi se convaincre que les variations d'intensité affectent l'octave $ut_4$, *mais non le son fondamental* $ut_3$, qui reste inaltéré; le maximum de netteté des battements a lieu quand l'excitation de $ut_4$ est plus faible que celle de $ut_3$. L'intensité des mouvements vibratoires observés est trop faible pour qu'on puisse considérer l'octave du diapason grave comme un des *sons de combinaison* d'Helmholtz; l'auteur l'attribue à une asymétrie dans la disposition des couches d'air en contact avec la surface des branches du diapason. De plus, l'observation et la comparaison des figures optiques formées par A et B en face du diapason de Lissajous ont montré que la phase de l'octave du diapason est la même que celle du son fondamental, ce qui contredit l'explication de lord Kelvin et König.

(1) L. HERMANN, *Pflügers Archiv*, LVI, p. 467; 1894; — *Wied. Ann.*, LVIII, p. 392; 1896; — STUMPF, *Wied. Ann.*, LVII, p. 660; 1896; — ROEBER, *Doves Repertorium der Physik*, III, p. 55; 1830; — SEEBECK, *ibid.*, VIII, p 69; 1849; — QUINCKE, *Pogg. Ann.*, CXXVIII, p. 177; 1866; — STEFAN, *Sitzungsber. d. Akad. Wissensch. zu Wien. math. naturv.-Klasse*, LXI, 2 Abt., p. 491; 1870. — HELMHOLTZ (*Pogg. Ann.*, XCIX, p. 506; 1856) signale l'octave à l'occasion de ses recherches sur les sons de combinaison et l'attribue à des élongations qui ne seraient plus proportionnelles aux forces élastiques. L'observation a disparu dans *Die Lehre der Tonempfindungen*.

On peut vérifier ce résultat au moyen d'expériences très simples, dont nous ne citerons que la suivante : Un diapason ($ab$) est suspendu comme il a été dit; un autre ($a_1b_1$), presque à l'unisson, est tenu à la main de telle façon que les branches soient alternées : $aa_1bb_1$; si on place entre $a$ et $a_1$ ou entre $b$ et $b_1$ le tube explorateur, on entend très nettement l'octave au moment de l'extinction du son fondamental ; il faut donc qu'elle soit en accord de phase avec lui à la fois sur la face intérieure et sur la face extérieure de chaque branche. Ce fait, excluant la formation de l'harmonique par les vibrations des branches du diapason, conduit à admettre qu'il prend naissance dans l'air.

Si l'on admet que le mouvement d'une particule d'air est dû, d'une part au mouvement périodique du diapason, d'autre part à une force élastique rappelant la particule vers sa position d'équilibre et de la forme

$$k = ax + bx^2$$

(où $x$ désigne l'élongation, et $a$ et $b$ sont deux constantes), l'intégration conduit à une équation de mouvement dans laquelle figure l'octave, dans l'hypothèse où $x$ restant assez petit, $b$ est suffisamment grand pour que le terme du deuxième degré influe sur le mouvement; il en résulte une asymétrie très nette, car les particules, quand elles se dirigent vers le diapason, éprouvent de la part des particules voisines une résistance beaucoup plus grande que lorsqu'elles se dirigent de l'autre côté.

L'auteur propose d'appeler *sons d'asymétrie* les sons qui prennent naissance de cette manière, et qui peuvent comprendre d'autres harmoniques, notamment la douzième. D'après lui, ces sons se distingueraient des sons de combinaisons d'Helmholtz de la manière suivante : Quand, dans l'expression de $k$, *$x$ est grand*, suivant l'hypothèse d'Helmholtz, il se produit *dans l'air un son de combinaison* proprement dit, grâce à l'interférence de deux mouvements de grande amplitude. *Quand $b$ est grand*, il se produit un *son d'asymétrie*, mais seulement à la surface limite de la source sonore.

Ces sons d'asymétrie ont pu être constatés également avec des plaques, et quelques cordes, soit en boyau, soit en métal. — Leur mode de production montre que même avec des sources à vibrations sinusoïdales, on n'est pas assuré d'obtenir des sons rigoureusement simples.

M. Meyer fait, au sujet de ces conclusions, les remarques suivantes : Il faut distinguer trois sortes de sons résultants :

1° Sons subjectifs (de soustraction et non d'addition), qui prennent naissance dans l'oreille interne. Il ne s'agit vraisemblablement pas ici de sons au sens physique du mot, mais d'excitations périodiques des terminaisons nerveuses (1) ;

2° Sons objectifs, quand l'air, s'échappant d'une boîte à vent, détermine des vibrations sinusoïdales simultanées et différentes en deux ou plusieurs points (harmonium et sirène); c'est en effet seulement dans le cas d'une ouverture unique que l'on peut considérer la pression dans la boîte comme constante; dès qu'il y en a plusieurs, la sortie de l'air par chaque ouverture dépend des variations de pression déterminées dans la boîte par l'action périodique des autres; on a alors à la fois des sons d'addition et des sons de soustraction.

On peut juger de la confusion qui règne au sujet des sons de combinaison par le fait que, dans un récent mémoire (2), on a appliqué ce cas aux sons qui se forment dans l'oreille interne, bien que cette dernière soit remplie de lymphe, et non d'air;

3° Sons objectifs prenant naissance quand deux mouvements sinusoïdaux de période différente sont communiqués en même temps à un même corps *dissymétrique*. On a alors des sons supérieurs, et les sons secondaires sont d'autant plus intenses que le corps est plus dissymétrique et que les sons primaires ont une plus grande amplitude. Leur intérêt physiologique tient à la forte dissymétrie du tympan ; mais ils sont extrêmement faibles en comparaison des sons de la première espèce.

Ce sont eux que vise M. Lindig. Il montre en réalité que, si un seul mouvement atteint un corps dissymétrique, il ne peut pas se produire de sons de combinaison, mais des sons supérieurs. Le corps dissymétrique, dans le cas du diapason, est la couche d'air immédiatement voisine des branches. Le fait que cette couche doit être considérée comme dissymétrique est le seul résultat vraiment nouveau, mais extrêmement remarquable, du travail de M. Lindig.

---

(1) M. Meyer, *Zeitschr. f. Psychol. u. Physiol. d. Sinn*, XVI, p. 22; 1898; — *Verhandl. d. Physik. Gesellsch. zu Berlin*, 59e série, XVIII, 49: 1898;— *Zeitschr. f. Psychol. u. Physiol. d. Sinn*, XVII, p. 1; 1898; — *Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol.*, LXXVIIII p. 346; 1899.

(2) K.-L. Schaefer, *Pflügers Archiv f. d. ges. Physiol.*, LXXVIII, p. 522; 1900.

Mais sa distinction entre les conditions de formation des sons de combinaison et des sons d'asymétrie ne semble pas justifiée ; la question n'est pas de savoir si $x$ est grand, ou si c'est $b$, *mais bien plus si un seul mouvement est communiqué au corps dissymétrique, ou s'il y en a deux.* Dans les deux cas, l'amplitude des sons secondaires dépend aussi bien de $b$ que de $x$. En second lieu, les sons résultants de troisième espèce ne peuvent jamais prendre naissance dans l'air ; l'expérience montre qu'il en est ainsi, et la théorie l'indique d'ailleurs, *car dans l'air il n'y a pas trace d'asymétries.* Les résultats négatifs des expériences de Rücker et Edser [1] contredisent formellement cette interprétation : en effet, quand on excitait les sons primaires des diapasons, on ne pouvait nulle part, dans l'air ambiant, déceler de sons résultants objectifs.

P. Lugol.

Fred.-J. BATES. — Über Versuchsfehler beim Messen des Rotations polarisation absorbierender Substanzen (Cause d'erreur dans la mesure de la polarisation rotatoire de substances absorbantes). — P. 1080-1090.

Die magnetische Rotation dispersions von Substanze mit anomaler Dispersion (Dispersion rotatoire magnétique de substances douées de dispersion anomale). — P. 1091-1100.

Ces deux communications, dont la seconde a été présentée au Congrès de l'Association américaine pour l'avancement des Sciences pour 1902-1903, ne tendent à rien moins qu'à infirmer les conclusions de toutes les expériences dans lesquelles on a observé ou cru observer une dispersion rotatoire magnétique anomale ; d'après l'auteur, les anomalies observées ne sont que des apparences produites par l'affaiblissement de l'intensité lumineuse de certaines radiations.

*Premier mémoire.* — Supposons que l'on éclaire un polarimètre à pénombre par la lumière obtenue en isolant dans un spectre une région de faible étendue, de 566 à 580 $\mu$ par exemple ; le polarimètre contient un liquide transparent magnétiquement actif. Dans un champ magnétique nul, tout se passera comme si la lumière était monochromatique ; mais, si le champ n'est pas nul, la dispersion va intervenir, et les directions de vibration, à la sortie du liquide, vont être comprises dans un certain angle $\lambda_1 O \lambda_n$ pour la moitié gauche du champ, $\lambda'_1 O \lambda'_n$ pour la moitié droite ; l'angle $\lambda_1 O \lambda'_1$ est l'angle des

[1] *Phil. Mag.*, XXXIX, p. 341 ; 1895.

sections principales des deux moitiés du polariseur à pénombre. Si l'intensité lumineuse était la même pour toutes les radiations, la normale ON à la position OA de l'analyseur pour laquelle les deux moitiés du champ sont identiques serait bissectrice de $\lambda_n O \lambda'_1$, car alors les valeurs de $\Sigma A_i \sin^2 \alpha_i$ et $\Sigma A_i \sin^2 \alpha'_i$ (en appelant $A_i$ l'intensité, $\alpha_i$ et $\alpha'_i$ les angles des directions de vibration d'une radiation avec ON) seraient évidemment les mêmes. Mais, si cette condition n'est pas remplie, la relation $\Sigma A_i \sin^2 \alpha_i = \Sigma A_i \sin^2 \alpha'_i$ ne pourra être satisfaite que si on modifie les angles $\alpha$, c'est-à-dire si on déplace ON, ou l'analyseur OA. L'auteur a calculé par approximations successives ce déplacement dans le cas d'un liquide donnant une rotation de 4° 70' pour $\lambda = 566$ et de 4° 53' pour $\lambda = 580$, avec un angle $\lambda_1 O \lambda'_1 = 20,4'$ ; le polarimètre est supposé éclairé par la lumière solaire, et on attribue aux radiations 580, 576, 573, 570, 566, les valeurs tirées de la courbe solaire (Mascart, *Optique*, t. I, p. 104, tableau 1) ; le déplacement est 0° 4' vers la droite. Si l'on remplace maintenant le liquide par une solution de fuchsine (dans le même liquide), et si l'on multiplie les intensités précédentes par les coefficients de transmission relatifs à la solution, le même calcul conduit à un déplacement de 3,36' vers la gauche, soit 0° 056 ; l'absorption seule, en admettant que la fuchsine n'intervient pas dans la rotation elle-même, détermine donc *une rotation apparente* de 0° 056. Or, dans les mêmes conditions, l'expérience a donné 0° 055.

L'influence de cette cause d'erreur est encore bien plus grande quand on emploie des méthodes analogues à celles de Wiedemann (1) ou de Schmauss (2), dans lesquelles on déduit la rotation de la mesure d'un déplacement de frange obscure ou de maximum lumineux dans un spectre cannelé. On localise en effet la frange comme le milieu de la distance de deux régions d'égale intensité, et cette distance varie d'un observateur à un autre ; une absorption dissymétrique par rapport à la position de la frange déplace celle-ci ; l'effet doit augmenter quand on approche de la bande d'absorption et prendre sa valeur maxima au bord ; il diminue ensuite, devient nul pour un certain point de l'intérieur, puis change de sens et augmente quand on va vers l'autre bord, où il présente un maximum de sens inverse au premier ; si l'anomalie était d'abord positive, elle est devenue négative.

(1) *Pogg. Ann.*, LXXXII, p. 215 ; 1851.
(2) *Ann. der Phys.*, II, p. 280 ; 1900 ; — *J. de Phys.*, 3e série, IX, p. 551 ; 1900.

Avec le polarimètre à pénombre, la rotation apparente croît avec le champ magnétique ; dans les méthodes interférentielles, la valeur du champ n'a qu'une influence minime sur la valeur maxima de l'erreur avec les petites rotations, car la rotation due à la substance n'est qu'une petite fraction de la rotation totale. Dans tous les cas, cette valeur maxima est proportionnelle à la concentration des solutions étendues, et d'autant plus marquée que la bande d'absorption est plus nettement limitée.

Enfin le phénomène de Purkinje, bien que son effet soit le plus souvent négligeable, peut, dans certains cas, contribuer à l'erreur. C'est ainsi qu'on a pu, avec une rotation de 4°, constater une variation de 1′ environ dans la position de l'analyseur en affaiblissant l'intensité de la 1/44° partie de sa valeur, au moyen d'un secteur tournant.

La connaissance de la *courbe des intensités en fonction de la longueur d'onde* est donc nécessaire pour mesurer la différence de rotation de deux substances, ou déterminer du centre de gravité optique de la source par les instruments à pénombre, ou repérer en longueur d'onde les positions de la lunette dans les méthodes de spectres cannelés. Cette courbe s'obtient en multipliant les ordonnées correspondant aux mêmes longueurs d'onde dans la courbe des intensités de la source et la courbe de transmission de la substance étudiée ; avec les substances transparentes elle peut être à peu près identique à la courbe des intensités de la source, et les erreurs sont alors négligeables ; mais il n'en est pas de même avec les substances absorbantes. L'auteur en donne un exemple saisissant. Il a mesuré l'altération apparente subie par la rotation magnétique d'une colonne d'eau donnant 4° 5 pour la raie jaune lorsqu'on place sur le trajet du faisceau, hors du champ magnétique, des solutions alcooliques de fuchsine à 0,000012 et 0,000024 sous une épaisseur de 1 centimètre ; l'angle des éléments du polariseur à pénombre était 1° 10, l'intensité lumineuse de la source 14 bougies. Pour $\lambda = 560$, l'altération atteignait 0° 06 dans le premier cas, 0° 12 dans le second (les courbes correspondantes, entre 550 et 640 $\mu\mu$, sont données dans le Mémoire). Il faut en outre tenir compte de l'affaiblissement notable de l'absorption des substances telles que les solutions de fuchsine ou de cyanine, lorsqu'elles ont été exposées à la lumière solaire pendant cinq minutes.

Comme conclusion pratique, l'auteur conseille, comme le meilleur moyen d'éviter la cause d'erreur qu'il signale dans les mesures de

comparaison entre une solution et le dissolvant, de placer hors du champ magnétique une cuve remplie d'une solution identique à celle que l'on étudie et de même épaisseur, afin de rendre les observations comparables.

*Deuxième mémoire.* — L'auteur a comparé à l'alcool une solution de cyanine de concentration 19 . $10^{-6}$ et deux solutions de fuchsine de concentration 25 . $10^{-6}$ et 12 . $10^{-6}$ entre 746 $\mu\mu$ et 464 $\mu\mu$ ; à l'eau, une solution de tournesol de concentration 0,0013 entre 710 $\mu\mu$ et 558 $\mu\mu$, et une solution de bleu d'aniline de concentration 8 . $10^{-5}$ entre 674 $\mu\mu$ et 485 $\mu\mu$. Il employait un spectropolariscope et un électro-aimant à armatures perforées pouvant donner un champ de plus de 18 000 lignes de force par centimètre carré. On pouvait observer aisément un déplacement de l'analyseur de 1/2 millième de degré (l'analyseur était muni d'une vis micrométrique parfaitement travaillée, liée à un tambour divisé en demi-centièmes de degré; on pouvait lire aisément 1/10 de division). Il employait le mode de compensation de l'absorption précédemment indiqué. Le mémoire contient un tableau donnant, pour 1 centimètre de longueur, la différence constatée, pour chaque $\lambda$, entre la solution et le dissolvant. Les nombres sont tantôt positifs, tantôt négatifs, et n'ont aucune marche systématique. De plus ils sont de l'ordre des erreurs d'expérience, qu'il est à peu près impossible de réduire au degré exigé par l'extrême sensibilité de l'appareil (ne pas oublier l'altération des propriétés absorbantes avec le temps).

L'anomalie constatée dans la dispersion rotatoire des substances absorbantes ne répondrait donc à rien de réel, et s'expliquerait par les considérations développées dans le mémoire précédent.

P. LUGOL.

**G. BERNDT. — Photometrische Messungen an Gaspektren (Mesures photométriques sur les spectres des gaz). — P. 1101-1114.**

Description minutieuse des précautions prises pour avoir de l'hydrogène et de l'azote purs, et pour les introduire dans le tube de Geissler sans y amener en même temps des impuretés (à signaler, comme graisse à robinets n'émettant pas de vapeurs même dans le vide, un mélange de 5 parties de cire blanche et 3 parties de vaseline, indiqué par le Prof. Dorn). Le tube de Geissler était à vision longitudinale, à électrodes intérieures, constituées par des cylindres creux d'alumi-

nium pur de 1 centimètre de diamètre et 3 centimètres de longueur. Il pourrait être chauffé à 200°. Le courant était fourni par une machine statique à 20 plateaux actionnée par un électromoteur. L'intensité du spectre est évaluée au moyen d'un spectrophotomètre de Glan à faible dispersion, muni d'une double fente de Vierordt, et par comparaison avec le spectre d'une lampe à incandescence placée derrière un papier de soie. Le courant a varié de 200 à 1 000 milliampères, la pression de $0^{cm},01$ à $0^{cm},8$.

*Azote.* — Observations faites sur les bandes $\lambda = 606,9$ $\mu\mu$ et $\lambda = 521,4$ $\mu\mu$. Le spectre du mercure n'apparaît pas à la température ordinaire; à 200°, la raie verte seule apparaît faiblement.

L'intensité est proportionnelle au courant, à pression constante.

A courant constant, l'intensité croît quand la pression décroît, lentement d'abord, très rapidement ensuite, ce qui confirme les résultats énoncés par Ferry [1]; la variation n'est pas la même pour les deux bandes.

A 200°, le rapport de l'intensité au courant ne paraît pas modifié.

*Hydrogène.* — Mesures faites sur la raie rouge $\lambda = 656,3$ $\mu\mu$. Mêmes résultats généraux. On a eu constamment la raie verte du mercure; à 200°, on avait de plus la jaune et la violette. L'hydrogène, comme l'avait déjà indiqué Lewis [2], provoque donc toujours l'émission du mercure en contact avec lui. On a constamment observé le deuxième spectre de l'hydrogène; il ne semble pas possible de l'attribuer à des impuretés du gaz; mais, comme son intensité est très faible, on peut le faire disparaître en employant une fente assez fine et une dispersion assez grande.

L'auteur essaie ensuite d'interpréter ses mesures au point de vue de la théorie des ions. Elles semblent indiquer que le libre parcours des ions est inversement proportionnel à la pression; l'énergie cinétique de chaque ion est proportionnelle au quotient de la chute de potentiel librement parcourue par la pression; l'énergie absorbée est en raison inverse du carré de la vitesse des ions; le nombre des ions croît un peu moins vite que la pression.

P. Lugol.

---

(1) *Phys. Rev.*, VII, p. 1; 1898; — *J. de Phys.*, 3e série, VII, p. 762; 1898.

(2) *Wied. Ann.*, LXIX, p. 398; 1889; — *Ann. der Phys.*, II, p. 447; 1900; — *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 45; 1900.

G. BERNDT. — Das ultra-violette Funkenspektrum des Selen (Spectre d'étincelles du sélénium dans l'ultra-violet). — P. 1115-1118.

L'étincelle éclate entre deux fils de platine recouverts de sélénium fondu, et reliés à une bobine donnant 20 centimètres d'étincelle avec cinq accumulateurs; en dérivation, une capacité de 0,013 μ-farad. Le diamètre le plus convenable des fils est 1mm,2 (il faut que l'élévation de température des fils soit suffisante pour vaporiser le sélénium, et assez faible pour éviter sa fusion). Le sélénium ne contenait que les impuretés habituelles; on a employé un spectrographe à prisme de quartz. Pour évaluer les longueurs d'onde, on s'est servi des raies du platine que l'on avait en même temps, et des formules de Cornu (1); dont l'emploi est légitime dans un intervalle variant de 5 à 25 μμ. Les mesures ne sont qu'approximativement exactes; mais elles fournissent une base aux observations ultérieures; l'exactitude ne pourra d'ailleurs jamais être très grande, à cause de l'aspect diffus des raies. Ce travail est le premier qui soit relatif à l'ultra-violet. Il porte sur 117 raies (y compris le spectre visible dont l'intensité est exprimée par des coefficients variant de 1 à 6). Nous ne donnerons que celles qui sont notées 5 et 6. R*d* signifie : diffuse; *d*.R, diffuse surtout vers le rouge; *d*.V, diffuse surtout vers le violet.

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| *d*.R. | 5464,76 | | *d*. | 5255,47 | (255,472 S*b*) |
| *d*.V. | 6460,30 | (observé déjà par de Gramont) (2) | | 5254,80 | |
| | 6456,39 | — | | 5252,87 | (252,862 S*b*) |
| | 5440,04 | — | | 5245,95 | |
| | 5438,29 | | | 6241,37 | |
| | 5532,13 | (de Gramont) | | 5235,45 | |
| *d*. | 6421,52 | — | *d*.R. | 6345,82 | |
| *d*.R. | 6418,32 | | | 6342,86 | |
| | 6417,68 | (de Gramont) | *d*. | 6341,40 | |
| *d*. | 5413,90 | — | *d*. | 6338,74 | |
| *d*. | 6412,92 | | *d*. | 6297,20 | |
| *d*. | 6380,09 | | | 5296,43 | |
| *d*. | 6373,86 | | | 6195,21 | |
| *d*. | 6371,17 | | *d*. | 5286.65 | |
| *d*. | 6363,80 | | *d*. | 5286,42 | |
| | 5357,07 | | | 5283,73 | |

(1) H. Kayser, *Handbuch der Spectroskopie*, t. I, p. 327 ; 1901.
(2) *C. R.*, CXX, p. 778 ; 1895 ; — CXXVII, p. 866 ; 1898.

| | |
|---|---|
| *d.* 6354,44 | 5281,71 |
| 5351,59 | 6277,78 |
| 5264,95 | *d.* 6276,76 |
| 6263,11 | *d.* 6268,83 |
| 5261,74 | *d.* 6268,61 |
| 5261,65 | *d.* 5266,56 |
| *d.* 6259,16 | *d.* 5266,23 |
| *d.* 6256,19 | 5265,44 |

P. Lugol.

DISCH. — Über Beziehungen zwischen natürlicher und elektromagnetischer Rotations dispersion (Sur les relations entre la dispersion rotatoire naturelle et la dispersion rotatoire magnétique). — *Diss. de Fribourg*, p. 1153-1157.

*D'après Wiedemann* (1), *la rotation magnétique du plan de polarisation par une substance active est proportionnelle à la rotation naturelle*. De la comparaison des deux phénomènes dans les essences de térébenthine allemande, française et américaine, l'essence de citron, l'huile de paraffine, le valérianate d'éthyle, le tartrate diéthylique et le quartz, l'auteur conclut à l'exactitude de la loi de Wiedemann. La concordance entre les courbes de dispersion rotatoire naturelle et magnétique étant presque parfaite pour le quartz, dont le pouvoir rotatoire naturel est unilatéral (un quartz droit, par exemple, ne contient jamais la moindre trace de quartz gauche), l'auteur pense que les écarts systématiques, d'ailleurs assez faibles, observés avec les liquides étudiés sont dus à des impuretés actives. Enfin les équations données par Boltzmann, Carvallo et Drude pour représenter la rotation naturelle en fonction de $\lambda$ peuvent également servir pour la rotation magnétique.

P. Lugol.

C. DIETERICI. — Die spezifischen Wärmen der Kohlensäure und des Isopentans (Les chaleurs spécifiques de l'anhydride carbonique et de l'isopentane). — P. 154-186.

Dans un tube de verre vide d'air, de volume intérieur V, considérons une masse M de substance divisée en deux phases, l'une la phase liquide, l'autre la phase vapeur saturée. Soit $v_2$ le volume

(1) *Pogg. Ann.*, LXXXII, p. 215; 1851; — *Die Lehre von der Elektrizität*, III, p. 1054; 1895.

spécifique de la vapeur saturée, et $v_1$ le volume spécifique du liquide saturé, $m$ la masse de la vapeur. On sait que l'on a :

$$(1) \qquad m = \frac{V - Mv_1}{v_2 - v_1}.$$

La quantité de chaleur absorbée dans une modification infiniment petite, où la température varie de $d$T, est donnée par la formule démontrée dans tous les cours de thermodynamique :

$$(2) \qquad dQ = Td\left[\frac{mr}{T}\right] + Mc_s dT,$$

dans laquelle :

$r$ désigne la chaleur de vaporisation à la température T,
$c_s$ désigne la chaleur spécifique du liquide saturé.

La formule de Clapeyron et la relation (1) permettent de mettre la relation (2) sous la forme suivante :

$$(3) \quad dQ = d\left[\frac{1}{E}(V - Mv_1)\, T\frac{dp_s}{dT} - p_s\right] + M\left(c_s - \frac{1}{E}p_s\frac{dv_1}{dT}\right)dT.$$

Si on désigne par $Q_{T_0}$ la quantité de chaleur absorbée quand on chauffe la masse M de la température $\rho_0$ à la température T, la formule (3) donne :

$$(4) \quad Q_{T_0}^{T} = \left[\frac{1}{E}(V - Mv_1)\left(T\frac{dp_s}{dT} - p_s\right)\right]_{T_0}^{T} + M\int_{T_0}^{T}\left[c_s - \frac{1}{E}p_s\frac{dv^2}{dT}\right]dT.$$

Or, si on appelle $\rho$ la chaleur interne de vaporisation, il est facile de voir que l'on a :

$$[m\rho]_{T_0}^{T} = \frac{1}{E}(V - Mv_1)\left(T\frac{dp_s}{dT} - p_s\right).$$

M. Dieterici, par analogie avec la définition de $\rho$, appelle *chaleur spécifique interne du liquide saturé* la différence

$$(5) \qquad c_i = c_s - \frac{1}{E}p_s\frac{dv_1}{dT}.$$

Enfin, si on désigne par $c_{im}$ la valeur moyenne de $c_i$ entre o et T,

on trouve finalement pour la quantité de chaleur $Q_{T_0}$ l'expression:

$$Q_{T_0}^{T} = [m\rho]_{T_0}^{T} + Mc_{im}(T - T_0). \tag{6}$$

Cette formule n'est applicable qu'aux transformations d'un système séparé en deux phases. Supposons que la température T et le volume V ou la masse M aient été choisis de telle manière qu'en échauffant le système de $T_0$ à T la phase liquide occupe exactement le volume V du tube, c'est-à-dire que la dernière trace de la phase vapeur disparaisse exactement lorsque le système atteint la température $T_1$. Dans ce cas $(m\rho)_T = o$, et la formule (6) devient:

$$Q_{T_0}^{T} = -[m\rho]_{T_0} Mc_{im}(T - T_0). \tag{6 bis}$$

C'est en partant de cette formule que l'auteur détermine la chaleur spécifique $c_{im}$.

Prenons un tube de verre contenant, à la température $T_0$, une masse M d'anhydride carbonique divisée en deux phases, la phase liquide et la phase vapeur. Échauffons le tube à une température T telle qu'il soit exactement rempli de liquide ; introduisons ce tube dans un calorimètre à glace et déterminons ainsi la quantité de chaleur $Q_{T_0}^{T}$: l'équation (6 *bis*) permettra de connaître la chaleur spécifique interne $c_{im}$, si l'on sait déterminer le terme $(m\rho)_{T_0}$. La connaissance du volume $V_1$, de la masse M et des volumes $v_1$ et $v_2$ donne $m$. M. Dieterici se sert des nombres donnés par M. Amagat pour le calcul de $(m\rho)_{T_0}$ avec l'anhydride carbonique et des nombres donnés par I. Young pour l'isopentane.

Les résultats obtenus sont les suivants:

*Anhydride carbonique* $CO^2$. — La chaleur spécifique interne du liquide saturé, $c_i$, est positive et va toujours en croissant à mesure qu'on approche du point critique ; au voisinage de ce dernier point, cet accroissement est d'ailleurs très rapide.

Désignons par $h_s$ la chaleur spécifique de la vapeur saturée ; nous pouvons appeler *chaleur spécifique interne de la vapeur saturée* la différence :

$$h_i = h_s - \frac{1}{E} p_s \frac{dv_2}{dT}. \tag{5 bis}$$

Il résulte immédiatement de là que l'on a :

$$c_i - h_i = c_s - h_s - \frac{1}{E} p_s \left(\frac{dv_1}{dT} - \frac{dv_2}{dT}\right),$$

qui se transforme, en tenant compte de la formule de Clausius, qui donne $c_s - h_s$, en la suivante :

$$c_i - h_i = -\frac{d\rho}{dT}. \tag{7}$$

Les expériences d'Amagat sur l'anhydride carbonique donnant les valeurs de $\frac{d\rho}{dT}$, la formule précédente fournit les valeurs de $h_i$.

M. Dieterici a trouvé qu'entre 0° C. et la température critique la quantité $h_i$ est négative, décroît constamment et tend vers $-\infty$ à mesure qu'on s'approche de la température critique.

Les formules (5) et (5 *bis*) permettent de calculer les valeurs de la chaleur spécifique $c_s$ du liquide saturé et de la chaleur spécifique $h_s$ de la vapeur saturée. La chaleur spécifique $c_s$ est positive et, à une même température, plus grande que la chaleur spécifique interne $c_i$ ; le contraire a lieu pour la chaleur spécifique $h_s$.

Si on désigne par $c_v$ et par $h_v$ les chaleurs spécifiques du liquide et de la vapeur saturée, la thermodynamique donne les formules :

$$\begin{aligned} c_s &= c_v + T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \frac{dv_1}{dT}, \\ h_s &= h_v + T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \frac{dv_2}{dT}, \end{aligned} \tag{8}$$

qui permettent de calculer $c_v$ et $h_v$. Le calcul ne présente quelque exactitude qu'entre 0° C. et 25°.

Dans ces limites (0°-25°), les deux chaleurs spécifiques sont positives et vont en croissant, $c_v$ de 0,23 à 0,30, $h_v$ de 0,15 à 0,20.

Pour vérifier ces résultats du calcul, M. Dieterici s'efforce de déterminer par l'expérience $c_v$ et $h_v$. Il opère de la manière suivante : Considérons un tube qui est, par exemple, complètement rempli d'anhydride carbonique liquide à la température $\theta$; au lieu de limiter comme précédemment l'échauffement du tube à la température $\theta$, portons-le à une température $\tau$ supérieure à $\theta$. L'anhydride carbonique liquide garde un volume constant. Soit $Q_{T_0}^{\tau}$ la quantité de chaleur nécessaire pour porter le système de la température $T_0$ à la température $\tau$ ; comme on opère sous volume constant, on a la relation :

$$Q_{T_0}^{\tau} = Q_{T_0}^{\theta} + Q_{\theta}^{\tau}, \tag{9}$$

qui permet de déterminer la quantité de chaleur $Q_0^\tau$ nécessaire pour échauffer sous volume constant l'anhydride carbonique liquide. La détermination de cette quantité de chaleur fait connaître $c_v$. Une méthode analogue permettrait d'avoir $h_v$. En réalité, comme le fait lui-même remarquer M. Dieterici, ce mode expérimental ne peut donner que des résultats peu certains, la quantité de chaleur $Q_0^\tau$ n'étant qu'une faible partie de la quantité totale de chaleur $Q_T^\tau$. Malgré cela, les nombres fournis par l'expérience concordent avec ceux du calcul.

*Isopentane* $C^5H^{12}$. — La température critique est de 187°,8 C. La chaleur spécifique interne $c_i$ du liquide saturé est positive à partir de 0° C. et va en croissant de plus en plus rapidement à mesure qu'on s'approche de la température critique. La chaleur spécifique interne $h_i$ de la vapeur saturée, d'abord positive et croissante, passe par un maximum aux environs de 110° C., puis elle décroît, devient négative vers 180° C. et tend vers $-\infty$ à mesure qu'on s'approche de la température critique. La chaleur spécifique $c_s$ du liquide saturé est positive à partir de 0° C. et va en croissant indéfiniment à mesure qu'on s'approche de la température critique; la chaleur spécifique $h_s$ de la vapeur saturée. négative à 0° C. ($h_s = -0{,}027$), va d'abord en croissant, devient positive vers + 20° C., passe par un maximum entre 110° et 120°, puis décroît, redevient négative entre 170 et 175°, enfin tend vers $\infty$ quand on s'approche de la température critique. Entre 0° C. et 160°, les chaleurs spécifiques sous volume constant $c_v$ et $h_v$ sont positives et varient, $c_v$ de 0,380 à 0,600, $h_v$ de 0,310 à 0,590. Une détermination expérimentale de ces dernières quantités, faite par la méthode que nous avons indiquée plus haut, donne des résultats qui concordent bien avec le calcul.

L. MARCHIS.

C. DIETERICI. — Zur Theorie der Zustandsgleichung
(Contribution à la théorie de l'équation d'équilibre des fluides). — P. 144-154.

L'étude des isothermes d'un corps pur conduit aux deux remarques suivantes :

Si on appelle

$\Theta$, la température critique;
$\Pi$, la pression critique;
U, le volume critique;
R, la constante des gaz parfaits,

on a, d'après S. Young,

$$\frac{R\Theta}{\Pi U} = 3,7.$$

Si, d'autre part, on considère le coefficient $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$, on a, d'après Dieterici,

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{v=U} = \frac{R}{\frac{1}{2}U}.$$

M. Dieterici montre que la formule de Van der Waals est en désaccord avec ces deux règles expérimentales.

L. Marchis.

K. OLSZEWSKI. — Ein neuer Apparat zur Verflüssigung des Wasserstoffs (Un nouvel appareil de liquéfaction de l'hydrogène). — P. 196-202.

Carl FORCH. — Die spezifische Wärme der Lösungen von Naphtalin in verschiedenen organischen Lösungsmittelm (Chaleur spécifique des dissolutions de naphtaline dans divers dissolvants organiques). — P. 202-211.

Détermination par la méthode des mélanges des chaleurs spécifiques des dissolutions de naphtaline dans le sulfure de carbone, le toluène, le benzène, le chloroforme et l'éther éthylique. Les expériences ont conduit au résultat suivant :

La naphtaline, dissoute dans le sulfure de carbone, le toluène, le benzène et le chloroforme, possède une chaleur spécifique qui est seulement un peu plus grande que celle de la naphtaline solide. Avec l'éther éthylique seul, on obtient une valeur qui se rapproche de celle de la naphtaline liquide.

L. Marchis.

Carl FORCH. — Die bei dem Losen von Naphtalin in verschiedenen Lösungsmitteln auftretende Wärmetönung (Quantité de chaleur mise en jeu dans la dissolution de la naphtaline dans divers dissolvants). — P. 211-218.

Le but de ces recherches est de chercher une réponse aux questions suivantes :

1° De quelle manière la chaleur de dissolution d'un corps solide dépend-elle du dissolvant choisi ?

2° Y a-t-il des dissolvants tels que la chaleur de dissolution est égale à la chaleur de fusion du solide étudié?

3° Le fait que la chaleur de dissolution ne dépend pas de la concentration, ou encore que la chaleur de dilution est nulle, est-il limité à ce cas particulier?

L'auteur a étudié les dissolutions de naphtaline dans le sulfure de carbone, le chloroforme, le toluène, le benzène et l'éther éthylique. Les chaleurs spécifiques de ces dissolutions avaient été déterminées aux environs de 18° C.

Les résultats obtenus sont les suivants :

La chaleur de dissolution de la naphtaline dans l'éther éthylique, le toluène, le benzène, le chloroforme est, dans les limites de concentration étudiées (1 à 6 ou 7 0/0), indépendante, à 1/2 0/0 près, de la dilution. La chaleur de dissolution dans le sulfure de carbone est égale à la chaleur de fusion de la naphtaline. Les chaleurs de dissolution dans le toluène et le benzène sont un peu plus petites que la chaleur de fusion; mais la différence est mesurable. Enfin les chaleurs de dissolution dans le chloroforme et dans l'éther éthylique diffèrent beaucoup de la chaleur de fusion.

L. Marchis.

L. BLECKRODE. — Über einige Versuche mit flüssiger Luft (Sur quelques expériences avec l'air liquide). — P. 218-224.

*Radioactivité du polonium.* — Curie et Becquerel ont constaté que le radium garde ses propriétés à — 200° ; Dewar a vérifié le même ait à — 262° dans l'hydrogène liquide. Le polonium se comporte de même. On enferme le polonium dans un vase où on a fait le vide; on plonge le tout dans l'air liquide et on attend que l'équilibre de température soit établi. On retire alors le tube de verre de l'air liquide et on l'approche d'un électroscope à feuilles d'or. La décharge est aussi rapide qu'à la température ordinaire; la glace qui se forme sur les parois extérieures du tube n'empêche pas le phénomène de se produire alors qu'une feuille d'aluminium ou de papier de soie l'arrête. Il en est de même de la production de la luminescence. Mais, comme le radium, le polonium plongé dans l'air liquide n'est plus radioactif. Il le redevient dès que l'air liquide déposé à sa surface s'est évaporé.

*Luminescence à de très basses températures.* — En 1894, Pictet

montra que certaines substances, luminescentes à la température ordinaire, cessaient de l'être à 100°. L'auteur a constaté le même fait dans l'air liquide avec le sulfure de calcium (luminescence vert bleu). Ces substances redeviennent luminescentes quand on les sort de l'air liquide; la luminescence ne reparaît toutefois qu'après une certaine élévation de température, de telle sorte qu'un abaissement de température a bien pour effet de diminuer l'émission des radiations.

Au lieu de faire d'abord agir la lumière du magnésium sur la substance à la température ordinaire, puis de la plonger dans l'air liquide, plongeons d'abord la substance dans l'air liquide, puis faisons agir la lumière. Il se produit au bout de quelques secondes une émission de radiations. Mais, alors que la lumière du sulfure de calcium présente une teinte plus pâle, le sulfure de zinc émet au contraire une splendide lumière verte.

*Phénomènes pyroélectriques.* — L'auteur désigne par là l'électrisation que certains corps acquièrent lorsqu'on les plonge dans l'air liquide. Il a mis en évidence des phénomènes pyroélectriques très nets avec la tourmaline.

L. Marchis.

---

## PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

Vol. VI, 6e série; août 1903.

CARTMEL. — The anomalous dispersion and selective absorption of fuchsin (Dispersion anomale et absorption sélective de la fuchsine). — P. 213.

L'échantillon étudié était de même nature que celui étudié par Pflüger.

On obtenait de minces pellicules de fuchsine en plongeant des lames de verre dans une dissolution alcoolique et en laissant ensuite évaporer l'alcool. La réfraction de ces pellicules fut mesurée par la méthode interférentielle.

On interposait sur l'un des faisceaux la pellicule de fuchsine, sur l'autre une pellicule absorbant moitié moins, de manière à voir les franges d'interférence, que la pellicule étudiée soit interposée ou non. Cette précaution était nécessaire à cause de la grande absorption de la fuchsine.

Un faisceau de rayons solaires se réfléchissait et se réfractait par parties égales sur une glace argentée à 45° ; les deux faisceaux, après réflexion sur deux miroirs à 45°, venaient : le premier se réfracter, le second se réfléchir sur une deuxième glace argentée à 45° ; ils étaient alors superposés et concentrés par une lentille et venaient éclairer la fente d'un spectroscope.

Le faisceau incident était aussi concentré par une lentille sur la pellicule de fuchsine et était ainsi partagé en deux : une moitié passait à travers la lame, l'autre moitié à travers l'air, de sorte que, dans le spectroscope, on avait deux spectres cannelés. Un compensateur, formé d'une mince lame de mica mobile autour d'un de ses axes d'élasticité, interposé sur la première moitié du faisceau permettait d'amener deux franges en prolongement et de mesurer ainsi le retard produit par la pellicule de fuchsine.

Si $i$ est l'angle d'incidence sur la lame de mica, d'épaisseur $t$, d'indice $\mu$, le retard

$$n\lambda = t\left(\sqrt{\mu^2 - \sin^2 i} - \cos i\right) - t(\mu - 1),$$

l'indice $\mu_1$ de la lame d'épaisseur $t_1$ est alors donné par :

$$n\lambda = (\mu_1 - 1)\, t_1.$$

Pour mesurer l'épaisseur $t_1$, on enleva sur la lame de verre la moitié de la pellicule de fuchsine et on plaça dessus une seconde lame de verre. On avait aussi deux lames minces d'air, une comprise entre deux lames de verre, une entre la lame de verre et la pellicule de fuchsine. On fit tomber un faisceau de rayons sur ce système et on le reçut après réflexion sur un spectroscope.

On avait deux spectres cannelés. Celui donné par la lame de fuchsine montrait, par sa disposition, qu'elle est transparente pour le rouge, opaque pour le bleu vert.

Soient $e$ et $e'$ les deux épaisseurs des couches d'air. Pour deux franges voisines du premier spectre, on a

$$2e = m\lambda_m = (m + 1)\,\lambda_{m+1}.$$

Pour la frange du second spectre comprise entre ces deux-là, on a

$$2e' = m\lambda'_m.$$

d'où

$$t_1 = e - e' = \frac{\lambda_m - \lambda'_m}{\lambda_m - \lambda_{m+1}} \cdot \frac{\lambda_{m+1}}{2}.$$

L'auteur donne pour l'indice $\mu$ les résultats suivants :

| $\lambda$ | A | B | C | D | E | F | 455 | G | H |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\mu$ | 2,055 | 2,22 | 2,35 | 2,70 | 1,85 | 1,05 | 0,83 | 1 | 1,11 |

Pour *mesurer l'absorption*, l'appareil suivant fut employé : Une bilentille S partage en deux un faisceau de rayons solaires, les concentre sur les deux prismes à réflexion totale à 45°. Chaque faisceau est ensuite concentré sur la fente d'un collimateur après réflexion sur un miroir. A la sortie des collimateurs, les deux faisceaux pénètrent dans un prisme analogue au prisme du photomètre Lummer-Brodhun et de la lunette, où on aperçoit deux spectres superposés.

On produit l'égalité d'éclairement dans une portion déterminée du spectre en agissant sur la largeur des fentes des collimateurs, ou mieux, quand l'absorption est trop grande, en plaçant devant une fente un disque tournant muni de fentes de diverses largeurs.

L'auteur n'a pas opéré sur des pellicules de diverses épaisseurs. Pour mesurer l'absorption, il a donc dû tenir compte des réflexions (fuchsine-air, fuchsine-verre, air-verre). Il l'a fait au moyen des formules de la théorie de Cauchy et de la théorie électromagnétique de la lumière. Une courbe donne les valeurs du coefficient d'absorption pour les diverses longueurs d'onde.

E. Perreau.

WALKER. — On the theory of the quadrant electrometer (Sur la théorie de l'électromètre à quadrants). — P. 238.

L'énergie du système, quadrants et aiguilles, est

$$E = \frac{1}{2} c_{11} V_1^2 + \frac{1}{2} c_{22} V_2^2 + \frac{1}{2} c_{33} V_3^2 + c_{12} V_1 V_2 + c_{13} V_1 V_3 + c_{23} V_2 V_3.$$

On obtient la force dans une direction $\theta$ en remplaçant dans E les coefficients par leurs dérivées par rapport à $\theta$.

L'auteur calcule ces coefficients en supposant l'appareil symétrique, non pour $\theta = 0$, mais pour une valeur quelconque de $\theta$. Il trouve

alors :

$$\left\{F+2b_2(V_3-V_1)(V_3-V_2)-a_2(V_2-V_1)^2\right\}\theta=a_1(V_2-V_1)\left\{V_3-\frac{1}{2}(V_1+V_2)\right\}$$

Avec $V_1 = o$, $V_2$ petit, $V_3$ très grand, on a approximativement :

$$(F+2b_2V_3^2)\theta = a_1(V_2-V_1)V_3,$$

formule qui s'accorde avec les résultats donnés par un électromètre de Bartel à fil de quartz.

Un examen de la valeur de $b_2$ montre que $b_2$ est positif avec une aiguille d'angle 90° et qu'il devient négatif si l'angle est très petit.

L'auteur attribue cet effet à l'intervalle d'air qui sépare les quadrants. Pour se rendre compte de l'influence d'un intervalle d'air, il étudie le cas où on aurait une plaque de largeur finie placée au milieu d'une boîte fermée de quatre demi-plans infinis d'un côté, et trouve une influence de l'intervalle d'air comparable à celle que donne la formule ci-dessus.

E. Perreau.

WOOD. — The electrical resonance of metal particles for light-waves (Résonance électrique des particules métalliques pour des ondes lumineuses). — P, 259.

M. Wood a obtenu des pellicules formées de particules d'argent, en versant sur une plaque de verre recouverte d'une pellicule de gélatine la solution d'argent indiquée par Carey-Lea (14 centimètres cubes de nitrate de Na à 40 0/0 + 10 centimètres cubes de sulfate ferreux à 30 0/0 + 10 centimètres cubes de $AzO^3Ag$ à 10 0/0). On obtient aussi des pellicules présentant, suivant les cas, de belles couleurs rouge ou violette, donnant une bande d'absorption dans le vert et laissant passer la lumière ultra-violette. M. Wood a également réussi à faire des prismes (angle 1′ 15″) avec ces pellicules, et pu ainsi déterminer la réfraction pour diverses radiations. Pour le rouge, on trouve une déviation de 2′ 42″ donnant comme indice 3,15. La réfraction était moindre pour l'extrême rouge que pour l'orangé et très faible pour le violet.

M. Wood voit une explication de ces faits dans une résonance électrique des particules métalliques.

Les résultats donnés par l'emploi de lumière polarisée lui suggèrent qu'on est peut-être dans le cas d'une résonance multiple.

E. Perreau.

BLAKESLEY. — Direct vision spectroscope of one kind of glass (Spectroscope à vision directe formé d'une seule espèce de verre).

Au sortir du collimateur, le faisceau I est réfracté par un prisme rectangle, réfléchi à l'intérieur du prisme et réfracté par la face hypoténuse. Le prisme est d'angle tel que le rayon émergent soit perpendiculaire à la face d'entrée. Un second prisme identique dont la face d'entrée est perpendiculaire au faisceau initial I donne un faisceau parallèle à I. Un second ensemble de deux prismes symétriques du premier redonne un faisceau dans le prolongement du faisceau initial. Ceci est rigoureux pour une radiation F, par exemple. Pour les autres, on a une dispersion qui est de 18° 20′ de A à G.

E. Perreau.

Lord RAYLEIGH. — On the production and distribution of sound (Production et distribution du son). — P. 289.

Si la vitesse d'introduction d'un fluide dans un cône d'angle solide $\omega$ est A cos $kat$, le travail transmis dans le temps $t$ est

$$W = \frac{\rho k^2 a A^2 t}{2\omega}.$$

Ce résultat trouve son application dans la théorie du porte-voix et du cornet acoustique, dont on ne peut vraiment expliquer l'effet par la concentration supposée de *rayons*.

Cette théorie jette quelque jour sur la production du son dans les appareils à signaux, où des sirènes, des anches vibrantes sont associées à des pavillons coniques, et pourra peut-être indiquer des perfectionnements qui diminueront la puissance consommée dans ces appareils (130 H. P. au signal de Sainte-Catherine, 600 H. P. au signal d'Écosse).

Dans les instruments ordinaires de musique, si on suppose les compressions ou dilatations *isothermiques*, la puissance absorbée par un son se calcule d'après les variations de pression par la formule

$W = p_0 v_0 \frac{p - p_0}{p_0}$. On trouve 0,00027 H. P. pour un harmonium, 0,03 pour un signal de Holmes, 3 pour le registre de Trinity House, 0,00024 pour un sifflet. Si on fait le calcul en supposant qu'il n'y ait pas de pavillon, avec le débit utilisé dans le signal Sainte-Catherine, on trouve seulement un excès de pression de $\frac{1}{180}$ d'atmosphère, nombre bien éloigné des 1760 $\frac{gr}{m^2}$ utilisés. Ceci montre la nécessité de l'emploi de pavillons pour utiliser de grandes pressions.

La théorie montre que l'emploi de cônes ou de résonateurs peut accroître l'efficacité d'une petite source. Elle indique qu'on pourra améliorer le rendement des appareils en évitant, par exemple, les tourbillons qui se forment au passage de l'air dans les trous sans doute trop étroits de la sirène, en accordant les pavillons de manière qu'ils soient en résonance avec le son rendu.

Dans ses études, lord Rayleigh a employé un indicateur de vibration simple : C'est un tube en U contenant de l'eau ou du mercure placé dans un tube à essai fermé. Un tube conique à son extrémité débouchant en face d'une extrémité du tube en U traversait le bouchon et communiquait avec l'espace où on voulait mesurer la vibration, qui était indiquée par la dénivellation du liquide dans le tube en U.

Lord Rayleigh a essayé différentes formes d'anches, des pavillons de sections diverses, et trouvé que, pour la propagation dans une direction horizontale, il vaut mieux employer un pavillon dont la section ait une largeur petite, inférieure à $\frac{1}{2}\lambda$, et une hauteur égale à plusieurs $\lambda$.

Il a ensuite calculé le travail produit par des sources distinctes, puis par une distribution continue de sources vibrantes. Il trouve ainsi des phénomènes d'interférence qu'on peut mettre en évidence par l'expérience. E. Perreau.

Rose Innes. — On the practical attainment of the thermodynamic scale of temperature (Détermination pratique de l'échelle thermodynamique de température). — P. 353.

M. Rose Innes cherche à déterminer la température absolue du point de fusion de la glace sans se servir des résultats numériques

de l'expérience de Joule et Thomson sur l'écoulement d'un gaz à travers un tampon poreux.

Qualitativement on a :

$$t\left(\frac{dv}{dt}\right)_p - v = \mathrm{IK}\frac{\delta t}{\delta p}$$

ou

$$\frac{1}{t}\left(\frac{dv}{dt}\right)_p - \frac{v}{t^2} = \frac{\mathrm{IK}}{t^2}\frac{\delta t}{\delta p}.$$

Intégrons le long d'une ligne à pression constante entre deux températures $t_1$ et $t_0$, on a :

$$\frac{v_1}{b_1} - \frac{v_0}{b_0} = \int_{t_0}^{t_1} \frac{\mathrm{I}k}{t^2}\frac{\delta t}{\delta p}\,dt.$$

A une autre pression $p'$, on aura entre les mêmes limites de température :

$$\frac{v_1'}{t_1} - \frac{v_0'}{t_0} = \int_{t_0}^{t_1} \frac{\mathrm{I}k}{t^2}\frac{\delta t}{\delta p}\,dt.$$

D'après Joule-Thomson, $\frac{\delta t}{\delta p}$ est indépendant de la pression ; on a donc :

$$\frac{v_1 - v_1'}{t_1} - \frac{v_0 - v_0'}{t_0} = 0,$$

d'où :

$$t_0 = \frac{t_1 - t_0}{\frac{v_1 - v_1'}{v_0 - v_0'} - 1}.$$

Soit $t_0$ la température de la glace fondante, $t_1$ la température de la vapeur d'eau bouillante ; les résultats de Regnault donnent la valeur de $t_0$ :

| | |
|---|---|
| Hydrogène........................ | $t_0 = 273{,}13$ |
| Air.............................. | $t_0 = 273{,}21$ |

D'après les résultats donnés par M. Chappuis :

| | |
|---|---|
| Hydrogène........................ | $t_0 = 273{,}04$ |
| Azote............................ | $t_0 = 273{,}13$ |

D'une autre façon, M. Rose Innes rappelle qu'il a montré que, pour l'air et l'hydrogène, on peut écrire :

$$pv = Rt - \frac{1}{v} \Sigma \frac{Ra_n}{(n+1)t^{n-1}}.$$

On déduit de là facilement :

$$t_0 = \frac{t_1 - t_0}{\frac{p_1v^2 - p_1'v'^2}{p_0v^2 - p_0'v'^2}}.$$

$t_0$ = température de la glace fondante; $p_0$ et $p_0'$, pressions avec le volume $v$; $t_1$ = température de la vapeur d'eau bouillante; $p_1$ et $p_1'$, pressions avec le volume $v'$. Avec les résultats donnés par M. Chappuis, on trouve :

| | |
|---|---|
| Hydrogène........................ | $t_0 = 273{,}04$ |
| Azote............................ | $t_0 = 273{,}13$ |

M. Rose Innes émet l'hypothèse que cet écart de 0,08 de degré tient à l'influence des parois du vase renfermant le gaz. Il cite à l'appui de cette opinion un fait observé par M. Chappuis, que l'augmentation de pression d'une masse d'hydrogène dont la pression à 0° était 100 centimètres de mercure était 36,6254 centimètres avec un vase en platine et 36,6217 centimètres avec un vase en verre dur.

Une telle influence des parois du vase, si elle existe, donne des erreurs de l'ordre de grandeur de 0,08 de degré plus grandes que la correction thermodynamique d'une échelle de température de thermomètre à gaz hydrogène ou azote.

E. Perreau.

Henry GARRETT. — The viscosity and composition of some colloidal solutions (Viscosité et composition de quelques solutions colloïdales). — P. 374.

L'auteur a étudié les variations de la viscosité de solutions colloïdales typiques : gélatine, acide silicique, albumine, avec la température de la concentration. Il a fait ces mesures par deux méthodes : celle de Meyer en déduisant la viscosité de l'amortissement des oscillations d'un disque vibrant dans le liquide, et celle de Poiseuille, par l'écoulement du liquide par un tube capillaire. Les résultats applicables dans les anciennes théories s'accordent avec celle de

Quincke. Dans cette théorie, une solution colloïdale est considérée comme un mélange de deux solutions ayant une tension superficielle à leur surface de contact, une riche en colloïde et une autre pauvre. Dans cette hypothèse, l'amortissement d'un disque oscillant dépend du frottement interne de la solution colloïdale riche, du frottement interne de la matière colloïde pauvre, du frottement externe des parois des cellules de colloïde visqueux contre la matière moins visqueuse et de la tension superficielle à la surface commune aux deux solutions.

E. Perreau.

---

## THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;

Vol. XVIII; septembre 1903.

F.-L.-O. WADSWORTH. — On masurements of waves-length with the concave grating objective spectroscope (Sur les mesures de longueurs d'onde avec le réseau concave employé comme spectroscope objectif). — P. 77-93.

L'auteur avait imaginé, en 1896, d'employer le réseau concave comme « spectroscope objectif », en le disposant de manière à recevoir directement le faisceau de rayons parallèles provenant de l'astre étudié. Ce procédé serait fort commode, puisqu'il simplifie autant que possible le spectrographe en en supprimant la lunette collimatrice; mais il ne donne pas de bons résultats. Les savants qui l'ont employé mettaient leur insuccès sur le compte de plaques impropres ou de défauts dans la mise au point; l'auteur montre qu'ils sont inhérents à l'instrument lui-même, dont les aberrations dissymétriques et bien plus considérables que dans les réseaux employés à la manière indiquée par Rowland déplacent les raies d'une quantité bien supérieure aux erreurs de mesure, et les rendent peu nettes en augmentant considérablement les intensités relatives des franges latérales de diffraction du côté violet de l'image centrale.

R.-W. WOOD et J.-H. MOORE[1]. — The fluorescence and absorption spectra of sodium vapour (Les spectres de fluorescence et d'absorption de la vapeur de sodium). — P. 94-111.

La vapeur de sodium, éclairée par un faisceau intense de lumière blanche, montre une fluorescence verte observée et étudiée pour la première fois par Wiedmann et Schmid (*Wied. Ann.*, LVII, p. 447; 1896), qui ont trouvé que son spectre se compose d'une bande dans le rouge, d'une bande plus étroite vers la raie D, et d'une bande verte large, qui semble se décomposer en cannelures. MM. Wood et Moore ne trouvent qu'une bande rouge et une bande verte, cette dernière distinctement cannelée; il n'y a aucune trace de raies ou de bandes brillantes dans le voisinage de D. Les auteurs pensent que celles que l'on avait aperçues provenaient de ce que la vapeur était contenue dans des ampoules de verres chauffées par un bunsen, tandis que leur appareil était composé d'un tube d'acier dont les deux extrémités étaient fermées par des plaques de verre et qui portait dans un plan perpendiculaire à son axe, et dans deux directions rectangulaires, un creuset de fer dégageant la vapeur de sodium et un tube d'acier permettant de l'examiner.

La grande ressemblance des bandes cannelées avec celles que l'on voit dans le spectre d'absorption pouvait faire croire qu'elles étaient dues à ce que la lumière fluorescente avait traversé une certaine quantité de vapeur avant d'atteindre le spectroscope; mais la photographie simultanée du spectre de la lumière fluorescente et du spectre d'absorption montre ce fait remarquable, que le spectre fluorescent est exactement le complément du spectre d'absorption, comme s'il en était le négatif photographique. Cette nature complémentaire pousse à croire que les radiations absorbées sont réémises sans changement de longueurs d'onde; c'est ce qui ressort d'expériences faites en illuminant la vapeur avec de la lumière monochromatique. On aperçoit alors en effet dans le spectre fluorescent des radiations de même longueur d'onde que la lumière incidente et des radiations plus intenses de plus grandes longueurs d'onde. Un illuminateur monochromatique de Fuess, dont la fente est placée horizontalement, envoie sur le creuset une nappe de radiations de longueurs d'onde variables; le bord de cette nappe vient se réfléchir sur l'extrémité du tube latéral, ce qui permet d'observer en même temps

[1] Voir même mémoire dans le *Philosophical Magazine*, p. 362; 1903.

que la tranche de lumière fluorescente, un petit faisceau de la lumière monochromatique qui lui a donné naissance. On observe, par le tube latéral, les spectres de ces deux sortes de lumières. Avec la lumière violette, on ne voit que la petite tache de comparaison; dès que la radiation λ 4600 est atteinte, le spectre fluorescent apparaît; il comprend une bande bleue de même longueur d'onde que la petite tache, puis vient une zone sombre, puis une bande verte avec un maximum d'intensité vers le jaune, ensuite une autre lacune s'étendant bien au delà des raies D, enfin une trace très faible de bande rouge. En accroissant graduellement la longueur d'onde de la lumière incidente, on note quelques changements : la petite tache de référence est toujours accompagnée de sa prolongation fluorescente ; mais l'intervalle sombre diminue, et le point de fluorescence maximum dans le vert se déplace vers le bleu. En accroissant encore la longueur d'onde de la lumière incidente, la fluorescence devient très faible et s'étend dans le spectre peu au delà de la position occupée par la petite tache.

Il paraît résulter de ces expériences que l'on n'est pas en droit d'admettre que les spectres sont identiques quand la fluorescence est produite par la lumière blanche ou par la lumière bleue monochromatique, car l'étendue du spectre et la distribution des intensités sont différentes dans les deux cas, et l'on ne retrouve pas, avec la lumière bleue, les cannelures que l'on observe avec la lumière blanche. Quoique les expériences ne soient pas encore suffisantes, les auteurs sont portés à penser que les rayons de plus grandes longueurs d'onde émis quand la vapeur est fluorescente ne sont pas, comme le voudrait la théorie de Lommel, le résultat de l'amortissement des vibrations, mais sont une émission résultant de ce que les ions de plus longue période libre sont mis en vibration, soit par les ondes de plus courte période, soit par les ions de courte période mis en mouvement par ces ondes. On doit noter aussi que la théorie de Lommel ne permet pas d'expliquer pourquoi la vapeur de sodium ne présente pas de fluorescence, quand la longueur d'onde de la lumière incidente est celle des raies D.

Le mémoire se termine par une étude du spectre d'absorption de la vapeur de sodium, et donne les longueurs d'environ 460 des raies les plus intenses entre λ 4616 et λ 5738.

Louis-A. PARSONS. — The spectrum of hydrogen (Le spectre de l'hydrogène). — P. 112-128.

On a effectué de nombreuses recherches pour déterminer dans

quelles conditions le spectre élémentaire de l'hydrogène ou spectre à quatre raies se change dans le spectre à raies nombreuses appelé aussi spectre composé ou spectre secondaire. Les uns [1] pensent que ce changement est produit par la température, d'autres [2] par la pression, d'autres [3] par l'intensité de la décharge. Trowbridge et Richards, après avoir cru que la décharge oscillante caractérisait le spectre à quatre raies [4], abandonnent cette idée, et concluent que le spectre à raies nombreuses est le vrai spectre de l'hydrogène, le spectre à quatre raies étant dû à la vapeur d'eau [5]. M. L.-A. Parsons, reprenant toutes ces études, conclut que :

1° Le spectre à raies nombreuses ne se présente jamais sans le spectre à quatre raies. Mais le spectre à quatre raies peut se produire à haute pression sans le spectre à raies nombreuses ;

2° Le spectre à quatre raies est caractéristique d'une décharge oscillante rapide ; le spectre à raies nombreuses, de la décharge continue, la décharge oscillante ralentie à l'aide d'une self-induction donne : un spectre intermédiaire entre les deux, le spectre à raies nombreuses auxquelles s'ajoutent les quatre raies très brillantes et très fines ;

3° La production du spectre à quatre raies peut être due à la haute température produite par le passage de la décharge, ou localisée aux points où elle éclate, mais non à la température moyenne du gaz dans le tube ;

4° Il est vraisemblable que la présence de la vapeur d'eau dans le tube joue un rôle important dans la conduction, à cause de sa propriété d'ioniser les gaz; mais il semble aussi vraisemblable que d'autres agents produiraient le même résultat. Il paraît y avoir une relation entre la présence d'une certaine quantité de vapeur et l'éclat des quatre raies, et il pourrait se faire que le mode particulier de dissociation de la vapeur donne naissance aux vibrations produisant le spectre à quatre raies ; mais il n'y a pas d'évidence que ce spectre soit celui de la vapeur d'eau ; au contraire, il semble appartenir en propre à l'hydrogène.

---

(1) WULLNER, *Phil. Mag.*, IV, 37, p. 485 ; — FIEVEZ, *C. R.*, 92, p. 521.
(2) SCHUSTER, *Brit. Assoc. Rep.*, XXXIX ; 1873.
(3) STEARN et LEE, *Phil. Mag.*, 4e série, XLVI, p. 406 ; — WILSING, *Publ. d. Astrophys. Observ. zu Postdam*, XII, 77.
(4) *Phil. Mag.*, 5e série, XLIII, p. 135.
(5) *Phil. Mag.*, 5e série, L, p. 338.

A.-S. KIND. — Some effects of change of atmosphere on arc spectra with reference to series relations (Quelques effets produits par les changements d'atmosphère sur le spectre d'arc, en relation avec les séries). — P. 129-150.

Cette étude systématique des spectres d'arc de plusieurs métaux, calcium, strontium, magnésium, baryum, zinc, cuivre, montre qu'une méthode féconde pour mettre en évidence les raies de ces spectres appartenant aux mêmes séries consiste à changer la composition de l'atmosphère autour de l'arc : on voit alors les raies de même famille changer d'intensité. L'action probable de cette atmosphère ne serait pas d'ordre chimique, mais plutôt d'ordre physique; elle agirait sur la densité de la vapeur métallique, et par là sur les vibrations produisant les raies appartenant à certains groupes. Il est possible que les changements de température jouent un grand rôle dans les effets observés; mais ils ne doivent pas en être la cause directe, car aux changements de température sont intimement liés des changements de densité, et c'est à ceux-ci qu'il semble que l'on doive attribuer la plupart des résultats. En discutant en effet les observations publiées sur les spectres d'étincelle et d'arc des métaux [1], l'auteur trouve que l'emploi d'atmosphères qui donnent une faible densité à la vapeur tend à rendre le spectre de l'arc semblable à celui de la décharge électrique. Dans son esprit, on n'a pas donné assez d'attention à l'influence de changements dans la densité de la vapeur sur l'intensité des raies. Ne serait-il pas possible que cette densité soit l'élément capital dans les intensités relatives, de même que la pression semble l'être pour le déplacement des raies, et le champ magnétique pour leur polarisation?

Sir WILLIAM et Lady HUGGINS. — On the spectrum of the spontaneous luminous radiation of radium at ordinary temperature (Sur le spectre des radiations lumineuses spontanées du radium aux températures ordinaires). — P. 151-155.

En employant un spectroscope à prisme de quartz et avec une pose de soixante-douze heures, ces savants ont pu photographier le spectre de la lueur émise spontanément par le radium à la température ordinaire; ils ont obtenu un spectre composé de huit raies brillantes, huit raies faibles et une trace faible de spectre continu dans

---

[1] Sir William et Lady Huggins, *Astrophys. Journ.*, VI, 77; 1897; — Eder et Valenta, *Deutschriften der k. Ak. der Wiss. zu Wien*, LXVIII, 534; 1900; — Crew, *Astroph. Journ.*, XII, 167; 1900; — Porter, *id.*, XV, 274; 1902; — Hartmann, *id.*, XVII, 270; 1903.

la région bleue. La largeur de la fente et le peu d'étendue du spectre rendent peu certaines les mesures de longueurs d'onde ; mais on voit de suite qu'il manque sur la plaque les deux raies très fortes du spectre d'étincelle λ 38415 et λ 36496. Il est donc clair que ces deux spectres ne sont pas les mêmes, comme les auteurs étaient disposés à le croire, en supposant que la lueur émise par le radium aux températures ordinaires n'était pas une phosphorescence ou une fluorescence au sens ordinaire du mot, mais une radiation indépendante émise par ces molécules actives dont l'instabilité interne est la source supposée de tous les phénomènes de radioactivité.

En comparant ce nouveau spectre avec le spectre de bande de l'azote, on voit que sept des raies les plus fortes coïncident non seulement en position, mais aussi en intensité et aspect avec celles des trois bandes de l'azote qui se trouvent dans cette région du spectre. La radiation ultra-violette tout entière paraît donc venir de l'azote. A-t-on affaire à de l'azote enfermé dans le radium, ou à de l'azote atmosphérique? Il semble prématuré de discuter encore là-dessus. Le fait remarquable à noter maintenant, c'est que le radium est un corps qui émet à température ordinaire des radiations semblables à celles que l'on n'a obtenues jusqu'ici qu'avec l'étincelle électrique.

Cette note est accompagnée d'une planche donnant les deux spectres du radium et celui de l'azote. J. Baillaud.

---

I.-K.-A. WERTHEIM SALOMONSON. — Les arcs chantants
(*Konink. Akad. Wetensch*, Amsterdam, Versl. II, pp. 381-391 ; 25 octobre 1902).

L'auteur critique la méthode indiquée par différents expérimentateurs pour mesurer les petites self-inductions au moyen de la hauteur du son émis par un arc chantant. Dans cette méthode, on admet que la fréquence des courants alternatifs engendrés, et par suite la hauteur du son elle-même, ne dépendent que de la résistance, de la self-induction et de la capacité du conducteur à travers lequel les charbons sont mis en court-circuit. L'auteur fait voir que l'intensité du courant continu alimentant l'arc joue un rôle prépondérant dans ces phénomènes; la fréquence du son rendu par l'arc prend en effet des valeurs plusieurs fois plus grandes que la valeur initiale, lorsque le courant s'élève par exemple à une valeur double de la valeur

initiale. C'est ainsi que l'auteur réussit à atteindre des fréquences allant jusqu'à 270 000, dépassant de beaucoup la limite de perceptibilité des sons. L'accroissement de la fréquence pour des intensités croissantes du courant continu est comparé à l'augmentation de la hauteur du son observée sur les diapasons actionnés par l'électricité; l'auteur croit probable que, pour les valeurs supérieures de l'intensité du courant, le système électrique, composé par la self-induction et une capacité, ne vibre plus de sa propre période, laquelle ne s'observerait que dans le cas des valeurs infiniment petites de la capacité.

A. GRADENWITZ.

H. NILSSON. — Variations diurnes dans la conductivité de l'air atmosphérique (*Oefvers Kongl. Vet. Akad.*, Stockholm Förh., 59, n° 7, p. 243-249; septembre 1902).

L'auteur a fait une série d'expériences sur les variations diurnes de la conductivité de l'air atmosphérique pendant les mois d'avril et de mai 1902 à l'institut de Physique d'Upsal, en se servant concurremment de l'appareil disperseur de MM. Elster et Geitel et de l'appareil à aspiration construit par M. H. Ebert. Un maximum très notable a été observé vers minuit, maximum d'autant plus marqué que le ciel était plus clair pendant et après le lever du soleil La vitesse de décharge de l'électricité négative s'est montrée peu supérieure à la vitesse correspondant de l'électricité positive. Les variations diurnes les plus grandes et les plus régulières ont été observées pendant un temps typiquement anticyclonique. Dans le cas où le ciel est clair, cet accroissement commence quelque temps après le coucher du soleil et continue jusqu'à minuit, pour prendre des valeurs à peu près doubles de celles observées à midi; en général, ce maximum de la conductivité est bien supérieur aux valeurs atteintes pendant la journée. Après le lever du soleil, elle s'accroît d'abord pendant quelque temps, en raison peut-être des courants d'air ascendants, pour se maintenir pratiquement constante pendant le restant de la journée. Pendant ou immédiatement après le coucher du soleil, l'auteur a fréquemment observé un léger minimum.

A. GRADENWITZ.

S. NAKAMURA. — Ueber das Gesetz der Lichtgeschwindigkeit im Turmalin (Sur la loi de propagation de la lumière dans la tourmaline). — *Nachr. der k. Gesellsch. der Wiss zu Göttingen*, 1903, Heft 6.

Viola a trouvé que la surface des ondes diffère légèrement de la

forme théorique dans le quartz et la tourmaline. Pour le quartz, l'indice ordinaire, mesuré parallèlement et perpendiculairement à l'axe, présente une variation qui porte sur la quatrième décimale; pour la tourmaline, la variation porte sur la troisième décimale; dans l'un et l'autre cas, elle paraît supérieure aux erreurs d'expérience. Ces résultats sont contredits, pour le quartz, par ceux de Macé de Lépinay, pour la tourmaline par ceux de Wülfing: l'un et l'autre trouvent que la loi théorique de réfraction est vérifiée aux erreurs d'expérience près (jusqu'à la cinquième décimale de l'indice).

M. Nakamura, en présence de ces contradictions, a repris la question pour la tourmaline, par la méthode du total réfractomètre d'Abbe. Les mesures étant faites avec soin, on trouve que la loi théorique est rigoureusement vérifiée, si l'on tient compte de la *courbure* des surfaces étudiées. En vertu de cette courbure, les angles de réflexion totale semblent varier légèrement avec l'incidence, et on peut faire exactement la correction correspondante. Les écarts signalés par Viola disparaissent alors; pour l'échantillon étudié, l'indice ordinaire de la tourmaline a été trouvé égal à 1,63667 avec une incertitude inférieure à une unité du dernier ordre décimal.

Eugène Bloch.

---

## ERRATUM

Un lapsus de rédaction m'a fait dire inexactement dans mon dernier article (p. 110, ligne 7, de ce vol.) que «l'amplitude moyenne de la période diurne de la déclinaison diminue à mesure qu'on s'éloigne de l'équateur», alors qu'il s'agit en réalité de l'amplitude de cette période diurne, rapportée fictivement à une même valeur de la composante horizontale Le sens du paragraphe en question doit donc être rectifié de la manière suivante :

« C'est la composante horizontale du magnétisme terrestre qui maintient l'ai-
« guille de déclinaison dans sa position normale. Lorsque l'aiguille atteint son
« élongation diurne maxima $\delta$, l'action de la force produisant la période diurne
« est équilibrée par H sin $\delta$, c'est-à-dire est égale à cette quantité. Or les obser-
« vations montrent que, toutes choses égales d'ailleurs, c'est-à-dire lorsqu'on com-
« pare entre elles des stations de même déclinaison, la valeur de H sin $\delta$ diminue
« à mesure qu'on s'éloigne de l'équateur. Il s'ensuit que *l'agent de la variation*
« *diurne doit avoir en moyenne sa plus grande intensité à l'équateur*; ce qui est
« bien d'accord avec ce que faisait prévoir ma théorie : l'insolation ayant en
« moyenne son intensité maxima dans les régions équatoriales, il s'ensuit, en
« effet, que, toutes choses égales d'ailleurs, l'intensité des courants électriques de
« l'atmosphère, qui produisent la période diurne de l'aiguille aimantée, doit
« diminuer quand la latitude augmente...»

Ch. Nordmann.

---

## RECHERCHES SUR LES RAYONS *n*;

Par M. R. BLONDLOT[1].

(*Suite.*)

*Dispersion et longueur d'onde des rayons n.* — Je me suis servi pour étudier la dispersion et les longueurs d'onde des rayons *n* de méthodes toutes pareilles à celles que l'on emploie pour la lumière. Afin d'éviter des complications qui auraient pu résulter de l'emmagasinement des rayons *n*, je me suis servi exclusivement de prismes et de lentille en aluminium, substance qui n'emmagasine pas ces rayons.

Voici la méthode employée pour étudier la dispersion. Les rayons sont produits par une lampe Nernst renfermée dans une lanterne en tôle percée d'une fenêtre close par une feuille d'aluminium ; les rayons émis par la lampe à travers cette fenêtre sont tamisés par une planche de sapin épaisse de 2 centimètres, une seconde feuille d'aluminium et deux feuilles de papier noir, afin d'éliminer toute radiation étrangère aux rayons *n* ; devant ces écrans, et à la distance de 14 centimètres du filament de la lampe, est disposé un grand écran de carton mouillé, dans lequel a été pratiquée une fente de 5 millimètres de largeur sur $3^{cm},5$ de hauteur, exactement vis-à-vis le filament de la lampe : on a ainsi un faisceau bien défini de rayons *n* ; ce faisceau est reçu sur un prisme d'aluminium dont l'angle réfringent est de 27° 15′ et dont l'une des faces est disposée normalement au faisceau incident.

On peut alors constater que de l'autre face réfringente du prisme sortent plusieurs faisceaux de rayons *n* dispersés horizontalement : à cet effet, une fente de 1 millimètre de largeur et de 1 centimètre de hauteur, pratiquée dans une feuille de carton, est remplie de sulfure de calcium rendu phosphorescent ; en déplaçant cette fente, on détermine sans difficulté la position des faisceaux dispersés, et, connaissant leurs déviations, on en déduit leurs indices : c'est la méthode de Descartes. J'ai constaté ainsi l'existence de radiations *n* dont les indices sont respectivement 1,04 ; 1,19 ; 1,29 ; 1,36 ; 1,40 ; 1,48 ; 1,68 ; 1,85. Dans le but de mesurer avec plus d'exactitude les

[1] Voir ce volume, p. 5 et p. 121.

deux premiers indices, je me suis servi d'un autre prisme en aluminium, ayant un angle de 60° : j'ai retrouvé pour l'un des indices la même valeur 1,04, et pour l'autre 1,15 au lieu de 1,19.

Afin de contrôler les résultats obtenus au moyen du prisme, j'ai déterminé les indices en produisant, au moyen d'une lentille d'aluminium, les images du filament de la lampe, et mesurant leur distance à la lentille. Cette lentille, plan-convexe, a un rayon de courbure de $6^{cm},63$ et une ouverture de $6^{cm},8$. La fente de l'écran de carton mouillé est élargie de manière à former une ouverture circulaire de 6 centimètres de diamètre; la lentille est disposée à une distance connue, *p* centimètres, du filament incandescent, et l'on recherche, à l'aide du sulfure phosphorescent, la position des images conjuguées du filament. Le tableau suivant donne les valeurs des indices trouvés, tant à l'aide des prismes qu'à l'aide de la lentille :

| Prismes | | Lentilles | | |
|---|---|---|---|---|
| de 27°15′ | de 60° | $p = 40$ | $p = 30$ | $p = 22$ |
| 1,85 | » | 1,86 | 1,91 | 1,91 |
| 1,68 | » | 1,67 | 1,66 | 1,67 |
| 1,48 | » | 1,50 | 1,49 | 1,48 |
| 1,40 | » | 1,42 | 1,42 | 1,43 |
| 1,36 | » | 1,36 | 1,36 | 1,37 |
| 1,29 | » | 1,31 | 1,31 | » |
| 1,19 | 1,15 | 1,20 | » | » |
| 1,04 | 1,04 | » | » | » |

Voici encore une vérification de ces résultats : si l'on adopte pour le quatrième indice la valeur moyenne 1,42, on calcule que, pour un prisme en aluminium de 60°, l'incidence qui donne la déviation minimum est 45° 19′ et que cette déviation est 30° 38′; la déviation observée a été 31° 10′. Avec la même incidence, la déviation calculée de la radiation dont l'indice est 1,5 est 37° 20′; la déviation observée a été 36°. Avec la même incidence, la déviation calculée de la radiation, dont l'indice est 1,67, est 57° 42′; la déviation observée a été 56° 30′.

Je passe maintenant à la détermination des longueurs d'onde.

A l'aide de la disposition décrite plus haut pour étudier la dispersion par le prisme de 27° 15′, on obtient des faisceaux réfractés dont chacun est sensiblement homogène. En faisant tomber celui de ces faisceaux que l'on se propose d'étudier sur un second écran de car-

ton mouillé percé d'une fente ayant $1^{mm},5$ de largeur, on isole une portion très étroite de ce faisceau.

D'autre part, à l'alidade mobile d'un goniomètre, on a fixé une feuille d'aluminium de manière que son plan soit normal à cette alidade ; dans cette feuille est pratiquée une fente large seulement de $\frac{1}{15}$ de millimètre et garnie de sulfure de calcium phosphorescent ; le goniomètre est disposé de façon que son axe soit exactement au-dessous de la fente du second carton mouillé. En faisant tourner l'alidade, on repère exactement le trajet du faisceau, et l'on peut constater qu'il est bien unique et n'est accompagné d'aucun faisceau latéral, tel que pourrait en produire éventuellement la diffraction dans le cas de grandes longueurs d'onde.

On place alors un réseau devant la fente du second carton mouillé $\left(\text{par exemple un réseau de Brunner au } \frac{1}{200} \text{ de millimètre}\right)$ ; si maintenant on explore le faisceau sortant en faisant tourner l'alidade qui porte le sulfure phosphorescent, on constate l'existence d'un système de franges de diffraction, tout comme avec la lumière ; seulement ces franges sont beaucoup plus serrées et sont sensiblement équidistantes ; cela indique déjà que les rayons $n$ ont des longueurs d'onde beaucoup plus courtes que celles des radiations lumineuses.

L'écart angulaire des franges ou, ce qui revient au même, la rotation de l'alidade correspondant au passage de la fente phosphorescente d'une frange brillante à la suivante, étant un très petit angle, on le détermine par la méthode de réflexion, à l'aide d'une règle divisée et d'une lunette, un miroir plan étant collé à l'alidade. De plus on mesure non pas l'écart de deux franges consécutives, mais celui de deux franges symétriques d'un ordre élevé, par exemple de la dixième frange à droite et de la dixième frange à gauche. De ces mesures d'angles et du nombre de traits du réseau par millimètre, on déduit les longueurs d'onde en appliquant la formule connue.

Chaque longueur d'onde a été déterminée par trois séries de mesures effectuées avec trois réseaux ayant respectivement 200, 100 et 50 traits par millimètre.

Le tableau suivant contient les résultats de ces mesures :

| Indices | Longueurs d'onde — Réseau employé — au $\frac{1}{200}$ de millim. | au $\frac{1}{100}$ de millim. | au $\frac{1}{50}$ de millim. | Valeurs probables déduites des précédentes |
|---|---|---|---|---|
| 1,04.... | $0^\mu$,00813 | $0^\mu$,00795 | $0^\mu$,00839 | $0^\mu$,00815 |
| 1,19.... | 0 ,0093 | 0 ,0102 | 0 ,0106 | 0 ,0099 |
| 1,4..... | 0 ,0117 | » | » | 0 ,0117 |
| 1,68.... | 0 ,0146 | » | » | 0 ,0146 |
| 1,85.... | 0 ,0176 | 0 ,0171 | 0 ,0184 | 0 ,0176 |

Désireux de contrôler ces déterminations par l'emploi d'une méthode toute différente, j'ai eu recours aux anneaux de Newton. Ces anneaux étant produits en lumière jaune, par exemple, si l'on passe d'un anneau sombre au suivant, la variation de retard optique dans la lame d'air est d'une longueur d'onde du jaune. Si, maintenant, avec le même appareil et avec la même incidence, on produit des anneaux au moyen des rayons *n*, et que l'on compte le nombre de ces anneaux compris dans l'intervalle de deux anneaux sombres en lumière jaune, on aura le nombre de fois qu'une longueur d'onde des rayons *n* est contenue dans la longueur d'onde du jaune. Cette méthode, appliquée aux rayons d'indice 1,04, a donné pour longueur d'onde $0^\mu$,0085 au lieu de $0^\mu$,0081 trouvé à l'aide de réseaux, et pour l'indice 1,85 la valeur $0^\mu$,017 au lieu de $0^\mu$,0176. Bien que la méthode des anneaux soit inférieure à celle des réseaux, à cause de l'incertitude qui règne sur la position exacte des anneaux sombres dans l'expérience optique, en raison de la nécessité de rendre ces anneaux extrêmement larges, la concordance des nombres obtenus par les deux méthodes constitue un contrôle précieux.

Dans le tableau donné plus haut, j'ai laissé subsister toutes les décimales qui se sont présentées dans le calcul des nombres déduits de l'observation. Bien que je ne puisse indiquer avec certitude le degré d'approximation des résultats, je crois cependant que les erreurs relatives n'atteignent pas 1 0/0.

Les longueurs d'onde des rayons *n* sont beaucoup plus petites que celles de la lumière, contrairement à ce que je m'étais figuré un instant, et contrairement aux déterminations que M. Sagnac avait cru pouvoir tirer de la situation des images multiples d'une source par une lentille de quartz, images qu'il attribuait à la diffraction. J'avais observé précédemment que, tandis que le mica poli laisse passer les rayons *n*, le mica dépoli les arrête, et aussi que, tandis

que le verre poli les réfléchit régulièrement, le verre dépoli les diffuse ; ces faits indiquaient déjà que les rayons $n$ ne pouvaient avoir de grandes longueurs d'onde. Quand on veut étudier la transparence d'un corps, il faut avoir soin que sa surface soit bien polie : c'est ainsi que j'avais d'abord classé le sel gemme parmi les substances opaques, parce que l'échantillon dont je me servais, ayant été scié dans un gros bloc, était resté dépoli : le sel gemme est en réalité transparent.

Les radiations de longueur d'onde très courte découvertes par M. Schuman sont fortement absorbées par l'air ; les rayons $n$ ne le sont pas : cela implique l'existence de bandes d'absorption entre le spectre ultra-violet et les rayons $n$. La longueur d'onde des rayons $n$ augmente avec leur indice, contrairement à ce qui a lieu pour les radiations lumineuses.

Si l'augmentation de l'éclat d'une petite source lumineuse par l'action des rayons $n$ doit être attribuée à une transformation de ces radiations en radiations lumineuses, cette transformation est conforme à la loi de Stokes.

*Enregistrement, au moyen de la photographie, de l'action produite par les rayons n sur une petite étincelle électrique.* — Bien que les rayons $n$ ne produisent pas eux-mêmes d'action photographique, il est néanmoins possible d'utiliser la photographie pour déceler leur présence et pour étudier leurs actions. On y parvient, comme je l'ai indiqué dès le 11 mai 1903, en faisant agir pendant un temps déterminé une petite source lumineuse sur une plaque sensible, tandis que cette source est soumise à l'action des rayons $n$, puis répétant l'expérience pendant le même temps et dans des conditions identiques, à cela près que les rayons $n$ sont supprimés : l'impression produite est notablement plus intense dans le premier cas que dans le second. Comme exemple de l'application de cette méthode, j'ai donné à cette époque deux photogravures dont la comparaison montre que l'eau, même en couche très mince, arrête les rayons $n$ issus d'un bec Auer [1]. Depuis, j'ai étendu ces expériences à l'enregistrement des actions produites par des rayons $n$ d'origines diverses, et je l'ai perfectionné comme je vais l'exposer.

Une petite étincelle électrique est la source lumineuse sensible la plus appropriée à ce genre de recherches : d'une part, en effet, elle

---

[1] Voir *Comptes Rendus*, t. CXXXVI, p. 1227.

est très actinique, et, d'autre part, on peut la maintenir, aussi longtemps qu'il est nécessaire, à la même intensité. Bien qu'il soit impossible d'obtenir une invariabilité absolue dans l'éclat de l'étincelle, comme ces petites variations se produisent d'une manière non systématique, leur influence doit disparaître dans l'impression totale reçue par la plaque au bout d'un temps de pose même fort court ; j'ai pu d'ailleurs éliminer d'une manière plus complète encore cette cause de perturbation par un croisement réitéré des expériences, ainsi que je vais l'expliquer.

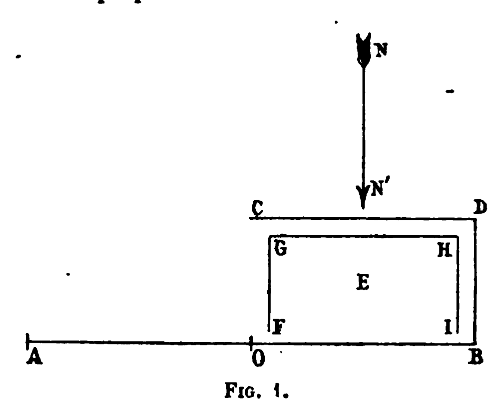


Fig. 1.

La *fig.* 1 ci-jointe représente une coupe horizontale de l'appareil employé, AB est la plaque photographique ayant 13 centimètres de largeur, E est l'étincelle, renfermée dans une boîte de carton FGHI ouverte seulement du côté de la plaque et ne permettant à l'étincelle d'agir que sur la moitié OB de celle-ci ; CD est un écran en plomb revêtu de papier mouillé et solidaire du châssis qui contient la plaque. Les rayons *n*, provenant d'une source quelconque, forment un faisceau ayant la direction et le sens NN'. Les choses étant ainsi disposées, les rayons *n* sont arrêtés par l'écran CD ; l'étincelle, pendant qu'elle impressionne la moitié OB de la plaque, est à l'abri des rayons *n*.

Maintenant, donnons au châssis contenant la plaque une translation vers la droite égale à la moitié de sa largeur (*fig.* 2) ; la moitié AO de la plaque prend ainsi la place qu'occupait la moitié OB, et cette fois, l'écran CD, emporté par le châssis dans la translation, n'est plus interposé sur le trajet des rayons *n* ; la moitié AO de la plaque reçoit donc l'action de l'étincelle soumise aux rayons *n*.

Cela posé, voici l'expérience : maintenons d'abord la plaque dans

la première des positions indiquées ci-dessus pendant 5 secondes, puis dans la seconde position, également pendant 5 secondes ; ramenons-la à la première position, et recommençons un certain nombre de fois la double opération qui vient d'être décrite... Au bout d'un temps égal à un multiple pair de 5 secondes, par exemple au bout de 100 secondes, chacune des moitiés de la plaque aura posé ; pendant que AO posait, il y avait des rayons *n*, et, pendant que OB posait, il n'y en avait pas.

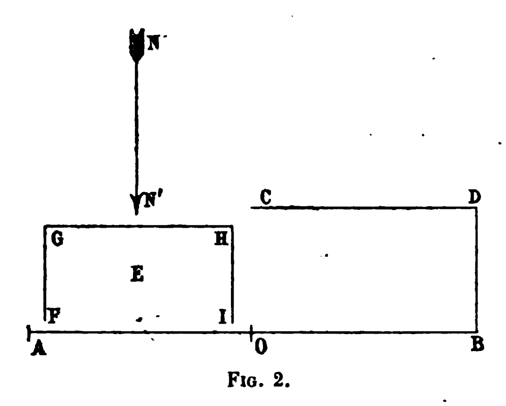



Fig. 2.

Grâce à un agencement de guides et de butoirs, la manœuvre de va-et-vient du châssis peut être exécutée avec une sûreté et une régularité parfaites, malgré l'obscurité ; un métronome sert à en régler le rythme.

L'étincelle a été produite par une petite bobine d'induction, dite appareil à chariot de du Bois-Reymond ; elle éclate entre deux pointes mousses de platine iridié, soigneusement travaillées et polies ; ces pointes sont fixées aux deux branches d'une pince en bois que l'élasticité tend à fermer et qu'une vis micrométrique permet d'écarter. A une distance d'environ 2 centimètres de l'étincelle, et faisant face à la plaque, est fixée une lame de verre dépoli ; comme je l'ai indiqué précédemment, la lumière de l'étincelle produit sur ce verre dépoli une tache éclairée étendue, beaucoup plus facile à observer que l'étincelle nue, et donnant sur la plaque photographique des impressions d'une forme plus régulière. Le réglage de l'étincelle est la partie délicate de l'expérience. Il faut d'abord régler le courant induit, en modifiant, d'une part le courant inducteur, et d'autre part la position de la bobine induite, jusqu'à ce que l'étincelle soit très

faible ; on lave les pointes à l'alcool, puis on fait passer entre elles une feuille de papier sec, pour les essuyer et repolir leur surface ; on agit ensuite sur la vis de la pince de manière à rendre l'étincelle aussi courte que possible, sans que toutefois les pointes risquent de se toucher au moindre ébranlement fortuit, ce qui la fait disparaître par intermittences.

Par des tâtonnements méthodiques, qui demandent parfois beaucoup de temps et de patience, on parvient à obtenir une étincelle à la fois régulière et extrêmement faible ; elle est alors sensible à l'action des rayons *n* : si l'on dirige sur elle un faisceau de ces radiations, provenant d'une source quelconque, on voit la tache du verre dépoli augmenter d'éclat et d'étendue ; en même temps que sa partie centrale devient plus lumineuse, elle s'entoure d'une sorte d'auréole. On peut alors procéder à l'expérience photographique. J'ai fait environ quarante de ces expériences, en employant tour à tour pour produire les rayons *n* une lampe Nernst, du bois comprimé, de l'acier trempé, des larmes bataviques, etc. ; je les ai variées de différentes manières, par exemple en changeant le côté CD, en prenant un écran de zinc transparent pour les rayons *n*, etc. Plusieurs physiciens éminents, qui ont bien voulu visiter mon laboratoire, en ont été témoins. Sur cette quarantaine d'expériences, il y a eu un insuccès : les rayons *n* étaient produits par une lampe Nernst, et, au lieu des impressions inégales attendues, on obtint deux images sensiblement égales ; je crois que cet insuccès, unique du reste, doit être attribué à un réglage insuffisant de l'étincelle, laquelle, sans doute, n'était pas sensible. La *fig.* 3 donne une reproduction, par la photogravure, des épreuves obtenues avec des rayons *n* produits par une lampe Nernst.

La *fig.* 4 donne de même le résultat d'une expérience avec des rayons *n* produits par deux grosses limes.

Bien que les photogravures soient loin de rendre d'une façon satisfaisante l'aspect des clichés originaux, elles montrent néanmoins l'influence des rayons *n* sur l'impression photographique.

Je donne encore (*fig.* 5) la reproduction de photographies montrant que les rayons *n* issus d'un tube de Crookes sont polarisés.

Ces photographies datent du mois d'avril 1903 ; on n'a pas employé pour les exécuter la méthode du croisement réitéré des poses, laquelle s'appliquerait difficilement à ce cas ; mais les expériences ont été répétées un très grand nombre de fois avec les précautions les plus

JOURNAL DE PHYSIQUE THÉORIQUE ET APPLIQUÉE, 4e série, t. III, 1904.

Fig. 3.



Sans rayons N. | Avec rayons N, produits par deux grosses limes.

Fig. 4.



Sans rayons N. | Avec rayons N, provenant d'une lampe Nernst.

Fig. 5.





La longueur de l'étincelle étant perpendiculaire à l'axe du tube. | L'étincelle étant parallèle au tube.

N. B. — Les stries et la plupart des taches des figures n'existent pas sur les photographies originales; elles proviennent de l'insuffisance de la photogravure pour rendre les images de cette nature.

minutieuses, et la constance des résultats en garantit absolument la valeur.

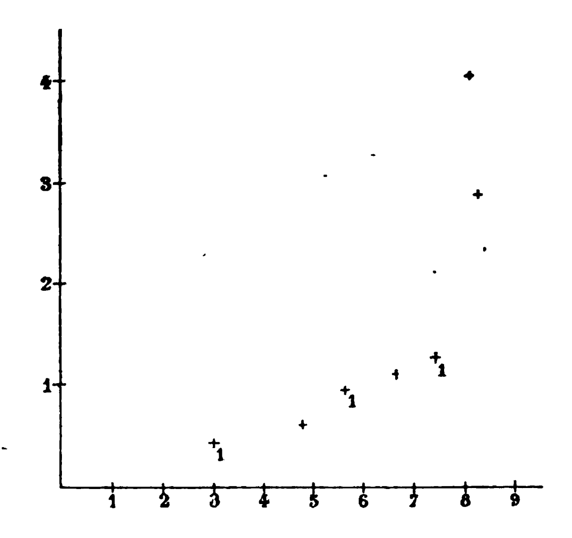
D'après ma communication du 11 mai 1903, et d'après ce qui précède, on voit que, dès le début de mes recherches sur les rayons $n$, j'étais parvenu à enregistrer leur action sur l'étincelle par une méthode objective.

*Sur une nouvelle espèce de rayons n.* — Des observations faites au cours d'une expérience très complexe, et dont je dois la communication à M. le Dr Th. Guilloz, m'amenèrent à soupçonner qu'il devait exister une variété de rayons N qui, au lieu d'augmenter l'éclat d'une source lumineuse faible, diminueraient au contraire cet éclat. J'entrepris de rechercher des rayons de cette nature parmi ceux qu'émet une lampe Nernst. Lorsque, antérieurement, j'avais étudié le spectre de cette émission dispersée par un prisme d'aluminium, je n'avais pas rencontré de telles radiations; je pensai, en conséquence, qu'il y avait lieu d'étudier de nouveau, plus minutieusement encore, la région très peu déviée du spectre. En explorant cette région à l'aide d'une fente étroite garnie de sulfure de calcium phosphorescent, je constatai sans difficulté que, dans certains azimuts, l'éclat de la fente diminuait sous l'action des rayons et augmentait au contraire quand on les interceptait à l'aide d'un écran mouillé : c'était bien les radiations cherchées ; je les appellerai rayons $n_1$.

Le prisme en aluminium de 27° 15′ dont je m'étais servi antérieurement suffit déjà pour ces expériences; toutefois, afin d'augmenter la dispersion, j'ai employé un prisme en aluminium de 60°, puis un autre de 90°. A l'aide de ce dernier, j'ai étudié avec grand soin la région très peu déviée du spectre : le prisme était orienté de manière que l'angle d'incidence fût de 20°; pour chaque radiation, l'on mesurait la déviation et l'on en déduisait l'indice; puis on déterminait la longueur d'onde à l'aide d'un réseau de Brunner au $\frac{1}{200}$ de millimètre, par le procédé que j'ai décrit précédemment. Le tableau suivant donne les nombres résultant de cette étude, lesquels ont servi à construire le diagramme ci-joint, où l'on a pris pour abscisses les longueurs d'onde, et pour ordonnées les indices diminués de l'unité.

| Nature des rayons | Indices | Longueurs d'onde $\mu$ |
|---|---|---|
| $n_1$ .................. | 1,004 | 0,003 |
| $n$ .................. | 1,0064 | 0,0048 |
| $n_1$ .................. | 1,0096 | 0,0056 |
| $n$ .................. | 1,011 | 0,0067 |
| $n_1$ .................. | 1,0125 | 0,0074 |
| $n$ .................. | 1,029 | 0,0083 |
| $n$ .................. | 1,041 | 0,0081 |

Chacune des divisions marquées sur l'axe des abscisses correspond à $0^{\mu},001$, et chacune des divisions marquées sur l'axe des ordonnées correspond à un excès de l'indice sur l'unité égal à 0,01.




Malgré tout le soin avec lequel les expériences ont été exécutées, les déviations sont si petites et, par conséquent, les indices si voisins de l'unité que le tableau et le diagramme ne peuvent être regardés que comme une première indication sur l'allure de la dispersion dans la portion très peu déviée du spectre. Une conséquence importante résulte de ces mesures : c'est que les points correspondant aux rayons $n_1$ et les points correspondant au rayon $n$ se placent sur une même courbe, aux erreurs d'expériences près. L'étude de radiations moins réfrangibles encore que celles auxquelles je me suis arrêté m'a semblé actuellement impraticable. Afin d'éviter la confusion, j'ai été obligé d'employer une très grande échelle pour les ordonnées ; c'est pourquoi je n'ai pu porter sur le diagramme les

résultats de mes mesures antérieures concernant les rayons $n$ plus réfrangibles (1) ; ces résultats donnent des points situés sur une branche de courbe partant du point le plus élevé du diagramme vers la droite pour s'élever presque verticalement avec une faible inclinaison dirigée de bas en haut et de gauche à droite et une légère convexité tournée vers le haut.

Certaines sources semblent émettre exclusivement des rayons $n_1$, ou du moins ceux-ci dominent dans leur émission : c'est ce qui a lieu pour les fils de cuivre, d'argent et de platine étiré. M. Bichat a constaté que l'éther éthylique amené à l'état d'extension forcée par le procédé découvert par M. Berthelot émet des rayons $n_1$ ; lorsque cet état contraint prend fin, soit spontanément, soit sous l'action d'un léger choc, l'émission des rayons $n_1$ disparaît instantanément.

Les rayons $n_1$ s'emmaganisent comme les rayons $n$ : il suffit, par exemple, d'approcher un morceau de quartz d'un fil de cuivre tendu pour que le quartz émette ensuite pendant quelque temps des rayons $n_1$.

*Particularités que présente l'action exercée par les rayons $n$ sur une surface faiblement éclairée.* — Soit un écran phosphorescent, ou, plus généralement, une surface faiblement éclairée. Si l'on regarde cette surface *normalement*, on constate que l'action des rayons $n$ la rend *plus lumineuse ;* mais si, au contraire, on la regarde très obliquement, presque *tangentiellement*, on constate que l'action des rayons $n$ la rend *moins lumineuse :* autrement dit, l'action des rayons $n$ augmente la quantité de lumière émise normalement, tandis qu'elle diminue la quantité de lumière émise très obliquement. Si l'on regarde dans une direction intermédiaire, on ne voit aucun effet appréciable ; c'est ce qui explique ce fait, constaté dans toutes les expériences sur les rayons $n$, que seul l'observateur placé exactement en face de l'écran sensible aperçoit l'effet de ces rayons. Cela montre aussi combien il serait illusoire de chercher à rendre un auditoire témoin de ces expériences : les effets perçus par les différentes personnes, dépendant de leurs positions par rapport à l'écran, seraient forcément contradictoires ou insensibles.

Les rayons que j'ai appelés rayons $n_1$ ont une action inverse en tout de celle des rayons $n$ : ils diminuent la lumière émise normalement et augmentent la lumière émise tangentiellement.

---

(1) *Comptes Rendus, loc. cit.*

M. Macé de Lépinay a trouvé que les vibrations sonores augmentent l'éclat d'un écran phosphorescent pour un observateur qui le regarde normalement (1); j'ai constaté que, si l'on regarde tangentiellement l'écran, on voit au contraire la phosphorescence diminuer par l'action des vibrations sonores. Les actions d'un champ magnétique et d'une force électromotrice sur une surface faiblement lumineuse, qui ont été découvertes par M. C. Gutton (2), présentent les mêmes particularités.

En résumé, dans toutes les actions mentionnées ci-dessus, la modification éprouvée par l'émission lumineuse consiste en un changement de sa distribution suivant les différentes directions comprises entre la normale et le plan tangent à la surface éclairante.

---

## PROPRIÉTÉS ÉLASTIQUES DES ACIERS AU NICKEL;

Par M. Ch.-Ed. GUILLAUME (3).

Les anomalies découvertes dans l'étude des changements de volume des aciers au nickel ne sont point isolées; elles sont, comme je l'ai indiqué à maintes reprises, l'une des manifestations de transformations moléculaires intimes et profondes que subissent ces alliages, et qui se révèlent par une allure particulière du changement de toutes leurs propriétés.

J'ai montré, dans une précédente communication (4), que le module d'élasticité des aciers au nickel est en général inférieur à celui de ses constituants principaux, et descend même, dans la région des alliages peu dilatables, aux trois quarts environ du module moyen du fer et du nickel. De plus, dans le passage d'un alliage irréversible de l'état non magnétique à l'état magnétique, le module s'abaisse d'un dixième environ, bien que la limite élastique se relève dans une très forte proportion.

Cette dernière constatation pouvait faire pressentir le sens de

(1) *Comptes Rendus*, t. CXXXVIII, p. 77; 11 janvier 1904.
(2) *Comptes Rendus*, t. CXXXVIII, p. 268; 1er février 1904.
(3) Communication faite à la Société française de Physique: Séance du 4 décembre 1903.
(4) Séance du 2 juillet 1897.

l'anomalie d'élasticité dans les aciers au nickel réversibles, dont une étude expérimentale pouvait seule donner le détail. J'ai entrepris cette étude en commun avec M. P. Perret, à la suite de la découverte, faite simultanément par cet habile horloger et par M. Thury, d'une variation positive du module de l'acier-nickel peu dilatable ou alliage *invar*, à mesure de l'élévation de la température.

*Méthode.* — La méthode employée dans nos recherches consistait à observer la marche d'un chronomètre muni d'un ressort-spiral de l'alliage à étudier, et à déduire les changements cherchés du module des marches à diverses températures.

La théorie de l'expérience est simple : considérons un balancier dont le moment d'inertie est I, actionné par un spiral de moment élastique M et de longueur L. La durée de la demi-oscillation du balancier est donnée par :

$$T = \pi \sqrt{\frac{IL}{M}}.$$

Le moment élastique du spiral est égal au produit du module d'élasticité E de la matière qui le constitue par le moment d'inertie minimum de sa section dans le sens de la flexion, c'est-à-dire $\frac{1}{12} e^3 h$.

Soient $\alpha$ et $\beta$ respectivement les coefficients de dilatation du spiral et du balancier, $\gamma$ le coefficient de variation du module d'élasticité du spiral. La durée de l'oscillation à la température $\theta$, en fonction de la durée à 0°, est donnée approximativement par :

$$T_\theta = T_0 \left\{ 1 + \left( -\frac{3}{2}\alpha + \beta - \frac{1}{2}\gamma \right) \theta \right\}.$$

Cette expression nous montre, contrairement à une opinion très répandue, que la dilatation du spiral ferait avancer la montre, si elle était seule en jeu. D'ailleurs le coefficient $\gamma$ est très supérieur à $\alpha$ et $\beta$, et son action est prépondérante. Comme ce coefficient est négatif dans les métaux usuels, le terme correspondant de la formule est positif, et son action est un retard de la montre au chaud; dans la combinaison, très fréquente dans les montres ordinaires, d'un spiral d'acier avec un balancier de laiton, les termes de dilatation s'annulent sensiblement, et le terme dépendant de la variation de l'élasticité subsiste seul pratiquement.

Si l'on veut faire servir des expériences de chronométrie à la

mesure de $\gamma$, il suffira de déterminer une série de valeurs corrélatives de T et $\theta$, et d'introduire dans les résultats de petites corrections pour tenir compte de l'effet des termes relatifs à la dilatation.

*Expériences et résultats.* — La méthode employée dans cette recherche présente, sur les procédés classiques d'étude des modules, l'avantage de totaliser les actions sur un intervalle de temps que l'on peut prolonger à volonté, et de permettre d'opérer dans un espace extrêmement restreint, aisé à maintenir à une température constante et uniforme ; mais elle offre aussi un inconvénient, qui est de limiter la recherche à l'intervalle de température dans lequel la marche d'un chronomètre n'est pas modifiée d'une façon appréciable par le desséchage ou l'épaississement des huiles.

En général, et pour tous les alliages dont la variation est sensiblement linéaire aux températures ordinaires, nos expériences ont été limitées à 0° et 30° environ ; ces limites n'ont été dépassées d'une quinzaine de degrés dans un sens ou dans l'autre que pour des alliages à changement rapide de $\gamma$, de manière à caractériser plus complètement la forme de la courbe de variation.

Comme on le verra dans un instant, les conclusions tirées de cette étude peuvent cependant être généralisées, et l'on est conduit à les appliquer à un intervalle de température bien supérieur à celui des mesures, grâce à une propriété particulière des aciers au nickel, qui est l'existence d'une sorte de loi approchée des états correspondants, dont j'ai indiqué la nature dans des communications précédentes.

Les résultats fournis par l'expérience ont un caractère bien différent, suivant les alliages auxquels ils se rapportent, ou plutôt suivant l'état auquel se trouvent ces alliages. Loin du début de la transformation magnétique, les variations sont approximativement linéaires ; $\gamma$ a une valeur à peu près constante et relativement élevée, les variations de marche de la montre aux diverses températures sont notables, et, comme elles s'écartent peu de la proportionnalité à la température, le défaut de la proportionnalité ne pourrait être mis en évidence que par des expériences très précises sur un intervalle de température étendu ; au contraire, au voisinage du début ou de la fin de la transformation magnétique, la valeur absolue de $\gamma$ est faible, mais sa variation avec la température est considérable ; les termes progressant suivant les puissances de la température supérieures à la première sont importants, et produisent,

dans un intervalle de température restreint, un renversement du signe de $\gamma$, qui passe par un maximum ou un minimum dans l'intervalle accessible à l'expérience directe.

Le tableau ci-dessous résume nos expériences ; la colonne $E_0$ reproduit les valeurs du module à 0° que j'ai antérieurement publiées ; elles sont exprimées en tonnes : mm²; les deux suivantes contiennent les coefficients $a$ et $b$ de la formule :

$$E_\theta = E_0 (1 + a\theta + b\theta^2),$$

donnant la valeur du module E à la température $\theta$ en fonction du module à 0°.

| Teneur en nickel 0/0 | Coefficients élastiques | | |
|---|---|---|---|
| | $E_0$ | $a.10^6$ | $b.10^6$ |
| 22 | 19,67 | — 394 | » |
| 26,2 | 18,50 | — 51 | — 0,95 |
| 27,9 | 18,06 | + 104 | — 1,72 |
| 30,4 | 15,96 | + 389 | » |
| 35,0 | 15,04 | + 464 | » |
| 44,5 | 16,40 | — 44 | + 0,62 |

Si l'on construit les courbes représentatives de ces fonctions, on voit aisément que, aux températures ordinaires, le module passe par un maximum pour les alliages dont la teneur est peu éloignée de 29 0/0 de nickel, et par un minimum pour les alliages à 45 0/0 environ. Entre ces teneurs, la variation du module est positive, c'est-à-dire de sens contraire à celui de la variation de tous les métaux ou alliages étudiés jusqu'ici.

*Généralisation.* — L'application de la règle approximative des états correspondants permet, comme il vient d'être dit, de donner à ces résultats une plus grande généralité.

Si l'on considère une série d'aciers au nickel dans une région de teneurs modérément étendue, on remarque que le passage de ces alliages de l'état non magnétique à l'état magnétique par le fait du refroidissement produit des changements analogues, et que les propriétés de l'un quelconque d'entre eux dépendent essentiellement de l'intervalle de température franchi en descendant depuis la première apparition du magnétisme. En d'autres termes, si, au lieu de conserver, pour tous les alliages, un même système de coordonnées, on déplace le zéro des températures de manière à le maintenir à une distance constante de la température de première apparition du ma-

gnétisme, on obtient, pour tous les alliages considérés, des courbes représentatives qui se superposent approximativement.

Cette remarque va nous permettre de tracer la courbe complète de variation du module pour l'un quelconque de ces alliages. En se reportant aux résultats antérieurement publiés [1], on voit en effet que la première indication d'une anomalie d'élasticité accompagne la première apparition du magnétisme au refroidissement. Le module, qui avait augmenté jusque-là en même temps que la température, passe par un maximum, puis s'abaisse de plus en plus (alliages à 29 0/0 de nickel environ). Élevant la teneur, nous rencontrons des alliages qui, à la température ordinaire, possèdent une forte variation positive du module à température ascendante (alliages de 30 à 40 0/0). Enfin, vers les teneurs plus fortes, nous trouvons le deuxième changement de signe du coefficient de variation au delà duquel les alliages rentrent de nouveau dans la règle générale.

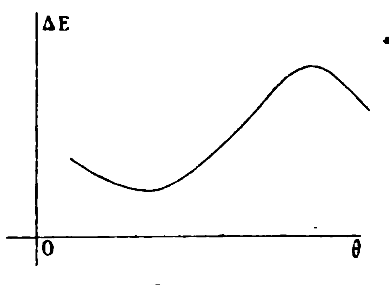



Fig. 1.

Mettant bout à bout dans un même alliage et pour des températures diverses cette série de propriétés d'alliages différents à une même température, comme la règle des états correspondants nous autorise à le faire, nous tracerons la courbe (*fig.* 1) de la variation du module d'un alliage réversible quelconque en fonction de la température.

Les teneurs auxquelles le maximum et le minimum ont été trouvés aux températures ordinaires, rapprochées des indications précé-

(1) Les températures auxquelles disparaissent les propriétés magnétiques dans les alliages réversibles sont données en fonction de la teneur en nickel en centièmes par la formule :

$$\theta = 34,1\,(n - 26,7) - 0,80\,(n - 26,7)^2,$$

comme je l'ai indiqué dans une précédente note.

demment données pour les températures de l'apparition du magnétisme pour les diverses teneurs, nous montrent que, pour les alliages étudiés, l'écart de température entre le maximum et le minimum est d'environ 300 degrés; en dehors de cet intervalle, la variation est de sens normal; dans cet intervalle, elle est anormale.

---

## APPLICATIONS DES ACIERS AU NICKEL A LA CHRONOMÉTRIE;

Par M. Ch.-Éd. GUILLAUME[1].

Les propriétés particulières des aciers au nickel ont permis d'apporter, dans le réglage des appareils destinés à la mesure du temps, des perfectionnements de trois ordres distincts, que je me propose de passer rapidement en revue. La première de ces applications se rapporte au pendule des horloges, la seconde au spiral des montres ordinaires, la troisième enfin au balancier compensateur des chronomètres de précision.

*Le pendule.* — La compensation des pendules, soit par le procédé classique du gril, soit par la dilatation ascendante du mercure, est trop connue pour qu'il soit utile d'y insister. La simplification tout à fait remarquable que comporte ce problème par l'emploi d'une tige possédant une dilatation très faible est aussi d'une évidence telle qu'il ne me paraît pas nécessaire de donner ici la description des quelques dispositifs, en nombre très restreint, que l'on peut imaginer pour en réaliser l'application.

Il me suffira de dire que, lorsque la tige d'acier-nickel du pendule a été convenablement traitée, c'est-à-dire lorsqu'elle a subi un étuvage systématique destiné à précipiter les transformations qui ne se produiraient à la température ambiante qu'avec une extrême lenteur, sa stabilité est bien suffisante pour que son emploi ne donne lieu à aucune crainte pour la sécurité de la mesure du temps, même s'il s'agit des meilleures horloges des observatoires. La marche de l'horloge variera, il est vrai, dans le cours du temps, mais d'une façon très régulière et d'une quantité très petite qu'indiqueront constamment des observations astronomiques.

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 3 juillet 1903.

Le mode d'emploi de l'invar dans la construction du pendule dépendra d'ailleurs du degré de perfection que l'on voudra réaliser dans la compensation. Des expériences très nombreuses ont montré que, dans des coulées bien faites, les différences de dilatabilité des tiges semblablement traitées sont de l'ordre du dix-millionième, alors que, entre les diverses coulées sortant d'une même usine, les divergences peuvent atteindre le millionième. Une compensation réglée sur un invar moyen, sans aucun examen des coulées, exposera donc à des écarts d'un demi-millionième dans les dilatabilités, ou d'un quatre-millionième dans les variations de la durée d'oscillation par degré de température. Il faudrait donc, pour ces écarts extrêmes, atteindre des variations de la température de l'ordre de 40 degrés pour que les erreurs des marches attribuables au pendule fussent d'une seconde par vingt-quatre heures. Pour une compensation réglée sur la dilatation moyenne d'une coulée dont une seule tige a été examinée, les écarts sont encore dix fois plus petits.

Le pendule à tige d'invar remplit donç, avec la plus grande simplicité, les conditions que lui impose la mesure la plus précise du temps par les horloges, et se plie, *a fortiori*, aux exigences de l'horlogerie ordinaire. Il est entré dans l'usage courant, notamment en Allemagne et en Angleterre, où les meilleurs constructeurs l'ont adopté.

*Le spiral.* — Les indications données dans la communication qui précède dispensent d'entrer dans de nombreux détails sur l'application des aciers au nickel à la compensation des montres ordinaires. Nous avons vu en effet que la variation du module d'élasticité du métal composant le spiral produit un retard au chaud, si l'on ne prend pas la précaution de munir la montre d'un organe qui en annule les effets. Le procédé presque seul employé aujourd'hui pour compenser les variations du spiral consiste à l'associer à un balancier dont le moment d'inertie est rendu systématiquement variable par l'action de deux lames bimétalliques, fixées aux extrémités d'un bras diamétral, et qui se recourbent de façon à se rapprocher de l'axe lorsque la température s'élève. Ces lames portent des masses amovibles, dont on peut régler la position à volonté, de manière à régler à la fois l'équilibre parfait du balancier autour de son axe, et la variation du moment d'inertie en fonction de la température.

Pour fonctionner d'une manière satisfaisante, le balancier doit être construit avec soin, et en suivant une technique rigoureusement

fixée : Dans une rondelle d'acier, percée en son centre d'un trou sur lequel on réglera ensuite tout le travail, on creuse une rainure circulaire que l'on remplit de laiton ou de bronze par fusion au four. La rondelle est ensuite mise sur le tour, pour être planée sur ses deux faces et débarrassée de l'excédent d'acier extérieur à l'anneau de laiton. Ce dernier est forgé par petits coups de manière à prendre une élasticité suffisante ; puis le centre du balancier est creusé pour amener le bras diamétral à une épaisseur convenable, en même temps que pour former la bilame ; le champ continu entre le centre et la lame extérieure est découpé pour dégager le bras. Chaque lame est enfin séparée du bras à l'une des extrémités, de manière à fonctionner librement. Le pourtour est muni, pour les pièces de poche, d'une série de vis que l'on peut déplacer dans des trous supplémentaires, ou auxquelles on peut substituer d'autres vis d'une masse différente. Dans les chronomètres de marine, les vis sont remplacées par des masses cylindriques serrées sur la lame.

Tel est le supplément de travail qu'impose la nécessité d'appliquer aux montres un système compensateur des variations dues à la température. Faute de posséder un tel système, une montre munie d'un spiral d'acier éprouve un retard dont la valeur est de douze secondes environ par vingt-quatre heures pour chaque degré dont la température s'élève.

Or nous avons vu que les aciers au nickel éprouvent, dans un intervalle de température étendu, une variation anormale du module, reliée aux variations de sens normal par deux régions limitées, où le module passe par un maximum ou par un minimum. La position de l'ensemble de l'anomalie dans l'échelle des températures se déplace en même temps que la teneur en nickel varie dans les alliages qui nous occupent. On pourra donc fixer cette teneur de façon telle que le maximum ou le minimum se produisent aux températures ordinaires ; une montre munie d'un spiral d'un tel alliage et d'un balancier monométallique pourra alors n'éprouver, à toutes les températures qu'elle sera susceptible d'atteindre, que des variations de peu d'importance.

Cette remarque conduirait à la solution complète du problème de la compensation pour l'horlogerie et la chronométrie, si deux propriétés des aciers au nickel n'en limitaient un peu la portée. La première est l'importance des termes supérieurs dans l'expression de la variation du module, c'est-à-dire le peu d'étendue du maxi-

mum ; la seconde est la rapide variation de la position du maximum dans l'échelle des températures en fonction de la teneur.

Il résulte de cette dernière propriété que les petits écarts du dosage des coulées placeront le maximum un peu au-dessus ou au-dessous des températures les plus usuelles ; la première entraîne un défaut de proportionnalité des marches aux diverses températures d'un ordre de grandeur tel qu'une montre, munie d'un spiral d'acier-nickel au maximum du module, et dont la marche est la même à 0° et à 30°, avance de dix à douze secondes par jour à 15°.

En prenant un alliage au voisinage du minimum, plus étendu que le maximum, on atténuerait l'erreur ; mais les alliages qui se trouvent, à la température ordinaire, dans cette phase de leur variation, sont peu élastiques, et n'ont pas donné de résultats très satisfaisants.

On comprend, d'après ce qui vient d'être dit, que le réglage des montres par les spiraux en acier au nickel doit être, au moins pour le moment, limité aux pièces ordinaires, dont le mécanisme n'est pas construit de manière à permettre une régularité de marche supérieure à une dizaine de secondes par jour.

Dans ces montres, l'emploi du spiral d'acier au nickel constitue un progrès très sérieux, car, si l'on se reporte aux nombres donnés plus haut, on verra qu'une montre à spiral d'acier éprouve, pour un intervalle de température de 30 degrés, une variation environ trente fois plus forte. D'une part, le nouveau spiral permet d'assurer le bénéfice d'une réduction très considérable de l'effet des températures à des pièces que leur prix très bas ne permet pas de munir d'un système compensateur. D'autre part, il conduit à réduire le prix des mécanismes auxquels on applique un système compensateur approximativement réglé.

Les spiraux d'acier au nickel unissent à l'avantage d'une faible variation du module ceux d'être peu oxydables et très peu sensibles au magnétisme, puisque l'état dans lequel on les emploie est immédiatement inférieur à la première apparition de leurs propriétés magnétiques. Ces spiraux ont conquis rapidement la faveur des horlogers et se répandent de plus en plus.

*Le balancier.* — Le module d'élasticité des aciers au carbone varie suivant une fonction de la température dont les termes supérieurs au premier sont relativement importants ; la nécessité de compenser ce changement du module dans les chronomètres augmente donc en même temps que la température. Or il est facile de démontrer,

en partant de la théorie établie par Yvon Villarceau, que le pouvoir compensateur d'un balancier à bilame circulaire est directement proportionnel, à toute température, à la différence des dilatabilités vraies des deux métaux qui composent cette bilame (1).

On n'obtiendra donc une compensation complète des effets de la température sur le spiral qu'en associant dans la bilame deux métaux présentant une différence de dilatabilité croissant avec la température dans la proportion indiquée par les changements du spiral.

A ce point de vue, l'association de l'acier et du laiton, à peu près imposée par des conditions pratiques, est aussi mal choisie que possible. En effet, d'après les mesures de M. Benoît, alors que les termes du premier degré diffèrent sensiblement dans les formules exprimant la dilatation de l'acier et du laiton, les termes du second degré sont presque identiques, de telle sorte que le taux de l'action du balancier acier-laiton est sensiblement le même à toute température.

Il en résulte ce fait, observé par Dent en 1833, bien avant qu'on pût en établir la théorie complète, qu'un chronomètre ayant des marches identiques à deux températures déterminées prend de l'avance aux températures intermédiaires et du retard aux températures extérieures.

En pratique, si un chronomètre muni d'un spiral d'acier est réglé de manière à reprendre, à 30°, les mêmes marches qu'à 0°, il avance, à 15°, de 2,5 secondes environ par vingt-quatre heures. Cette avance est généralement connue sous le nom d'*anomalie de Dent*, et sa valeur numérique, pour le groupe de températures ci-dessus, est désignée par convention par l'expression d'*erreur secondaire du chronomètre*.

La *fig.* 1 permet de représenter les diverses données du problème. La courbe S donne, en fonction de la température, les variations $\Delta E$ du module d'élasticité du spiral; les courbes A et L, les dilatations $\Delta l$ de l'acier et du laiton; la droite B, leur différence à laquelle la fonction compensatrice du balancier est proportionnelle. M, somme algébrique de S et B, est la courbe des marches aux diverses températures.

Depuis que cette anomalie a été découverte, les horlogers se sont

(1) *Recherches sur le mouvement et la compensation des chronomètres* (*Annales de l'Observatoire de Paris*, t. VII); voir aussi mon ouvrage : *les Applications des aciers au nickel* (Gauthier-Villars, 1904).

ingéniés à la faire disparaître, en munissant le balancier d'organes accessoires destinés à fournir à sa fonction compensatrice le terme quadratique qui lui manque. Plusieurs de ces systèmes fonctionnent d'une manière satisfaisante; mais la plupart sont coûteux à établir, et, comme tous introduisent des complications dans la construction de cet organe déjà très délicat par lui-même, on peut légitimement craindre qu'ils deviennent la source de variations irrégulières des marches après le plus petit dérangement.

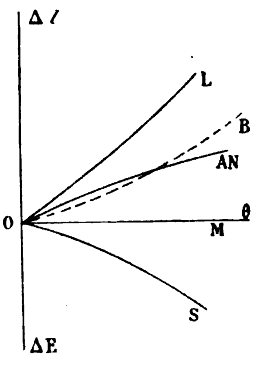



Fig. 1.

J'ai indiqué, dans ma première communication relative aux aciers au nickel ([1]), que non seulement les valeurs globales de leurs dilatabilités sont anormales et tout à fait imprévues, mais encore que le rapport entre le premier terme et les termes supérieurs de la formule des dilatations aux températures ordinaires prend des valeurs très diverses. Ainsi, le coefficient du terme proportionnel au carré de la température part d'une valeur positive qui peut être, dans l'alliage à 28 ou 29 0/0 de nickel, dix fois supérieure à la valeur du terme correspondant dans la formule de dilatation des métaux ou alliages de même dilatation moyenne. Puis, à mesure que la teneur en nickel s'élève, le deuxième terme diminue, s'annule vers 36 0/0, devient négatif, passe par un minimum et remonte ensuite vers des valeurs positives qu'il atteint au delà de 50 0/0.

Cette série de valeurs diverses de ce coefficient, trouvées pour différents alliages à la même température, se manifeste aussi à des températures diverses pour un même alliage, conformément à la règle

([1]) Séance du 2 juillet 1897.

des états correspondants, rappelée dans ma précédente communication. La forme générale de la courbe complète de dilatation pour un acier au nickel réversible est, en effet, celle qu'indique la *fig.* 2, dans laquelle l'alliage traverse successivement toutes les phases de sa transformation, depuis l'état magnétique complet, dans les portions inférieures de la courbe, jusqu'à l'état non magnétique, dans la portion supérieure à peu près rectiligne.

Si l'on veut obtenir un effet croissant de l'action du balancier, on associera par exemple au laiton un acier au nickel à deuxième terme négatif, c'est-à-dire qui se trouve, aux températures ordinaires, dans la région de la courbe de la *fig.* 2 dont l'inclinaison va en diminuant à mesure que la température s'élève.

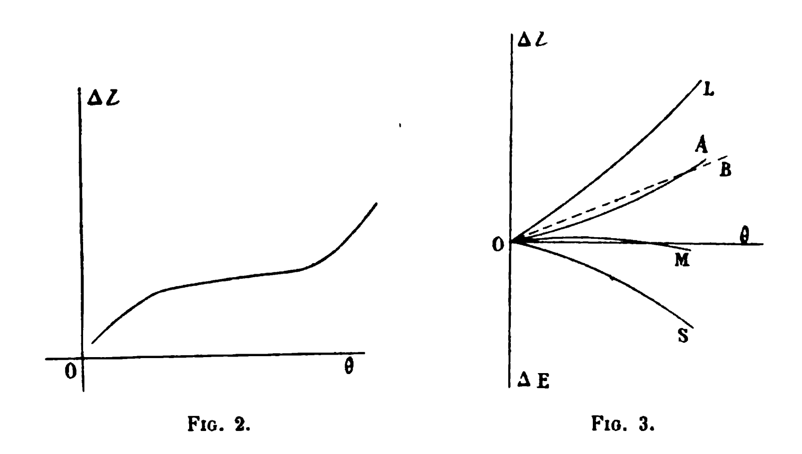



Fig. 2. Fig. 3.

La *fig.* 3 représente les rapports ainsi obtenus, et désignés comme dans la *fig.* 1 ; la courbe AN, remplaçant la courbe A de la figure précédente, combinée avec la courbe L, donne une courbe B à inclinaison progressive ; et, si la courbure de AN a été convenablement choisie, B pourra être rigoureusement symétrique à la courbe S, d'où il résulte que la courbe des marches, somme algébrique des deux précédentes, se confondra avec l'axe des abscisses.

Telle était, réduite à son aspect tout à fait général, la théorie que j'avais développée numériquement dès le commencement de l'année 1899. Peu après sa première publication dans le *Journal suisse d'Horlogerie*, deux des premiers horlogers suisses, M. Paul Nardin et M. Paul Ditisheim, m'offrirent de la vérifier par la mise en pratique

des balanciers construits conformément aux indications données ci-dessus.

Le résultat de ces expériences, faites par M. Nardin sur des chronomètres de marine, et par M. Ditisheim sur des pièces de poche, fut très concluant. Dès les premiers essais, il fut constaté que, comme l'indiquait la théorie, l'erreur secondaire était devenue inappréciable.

La *fig.* 4 représente les marches de l'un des premiers chronomètres construits et examinés par M. Nardin. Les températures sont portées en abscisses, les marches en ordonnées. La courbe parabolique indique les marches qu'aurait données un chronomètre théoriquement parfait, compensé par le système habituel; les marches réelles sont marquées par les croix isolées, rangées si près d'une ligne droite que les erreurs accidentelles, très petites, du chronomètre examiné, surpassent les erreurs attribuables au système.

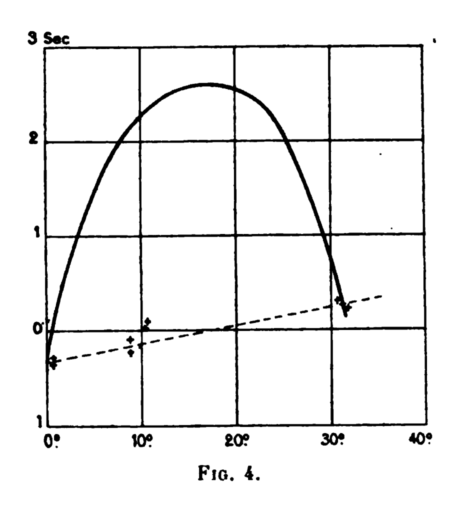



Fig. 4.

Depuis lors ces résultats ont été confirmés par un grand nombre d'autres ; ils n'ont pas toujours été aussi remarquables ; mais, dans tous les cas, l'erreur secondaire des pièces munies du nouveau balancier s'est trouvée extrêmement faible.

Ce perfectionnement a pu être obtenu sans qu'aucune des autres qualités des chronomètres eût été diminuée. En particulier, la stabilité des marches s'est montrée au moins aussi bonne que dans les pièces munies du balancier compensateur ordinaire. Tout récemment encore, une pièce de poche, compensée à l'aide du nouveau balancier,

présentée à l'observatoire de Kew par M. Ditisheim, a dépassé de beaucoup en précision les résultats obtenus jusqu'ici par plusieurs milliers de chronomètres soumis à l'examen de ce célèbre observatoire. A toutes les températures, les marches diurnes de ce chronomètre se sont révélées constantes au dixième de seconde près, et les marches se sont conservées remarquablement pendant toute la durée des épreuves. M. Leroy et M. Boudeaud, à Paris, et plusieurs autres horlogers très habiles, en Angleterre, en Allemagne et en Suisse, ont poursuivi des essais qui, pour la plupart, ont conduit à des résultats satisfaisants. Les quelques insuccès qui ont été enregistrés ont pu être attribués soit à une fabrication accidentellement défectueuse des balanciers, soit au défaut d'habitude des régleurs, auxquels le nouveau balancier impose certaines précautions d'ailleurs faciles à mettre en pratique, mais qu'il est nécessaire de bien connaître.

---

## LE RAYONNEMENT HERTZIEN DU SOLEIL ET LES AURORES BORÉALES;

Par M. Ch. NORDMANN (1).

Je me propose de montrer aujourd'hui que la considération d'un rayonnement hertzien du Soleil, établie dans mon article précédent (2), paraît de nature à apporter quelques éléments nouveaux pour la solution des problèmes que soulèvent les Aurores Boréales.

Je rappellerai d'abord brièvement les principaux faits d'observation aujourd'hui établis relativement à ces phénomènes (en insistant surtout sur ceux qui, quoique formellement établis, ont le plus rebuté jusqu'ici les efforts de la théorie) (3) ; j'examinerai ensuite les théories les plus remarquables récemment proposées avant d'exposer la contribution personnelle que j'ai tenté d'apporter au sujet.

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 20 novembre 1903.

(2) Voir ce volume, p. 97.

(3) Je laisserai volontairement de côté tous les faits qui n'ont pas un caractère de certitude absolue et dont la nature exacte ou même l'existence sont encore douteuses (tels que ceux relatifs, par exemple, à une prétendue odeur des Aurores Boréales).

## I. — Résumé des principaux faits connus relatifs aux Aurores Boréales (¹).

1° Forme et orientation. — Dans tous les types de structure des Aurores Boréales (bandes, draperies, arcs, fils), les rayons, dont le groupement variable constitue ces diverses formes, sont groupés le plus souvent dans le sens du zénith, de telle sorte que leur extrémité inférieure est très lumineuse et assez bien délimitée, tandis que l'extrémité supérieure, d'éclat bien moindre et moins nette, est estompée et se fond peu à peu dans le ciel.

Ces rayons sont à peu près parallèles à l'aiguille d'inclinaison, de sorte que, par la perspective, leur point de concours est sensiblement le zénith magnétique. Cependant des observations non douteuses ont établi que parfois ce point de convergence est assez éloigné, dans des directions variées, du zénith magnétique.

2° Extension. — Elle est extrêmement variable : tandis que les Aurores habituelles des régions polaires sont en général des phénomènes locaux aperçus uniquement dans un faible rayon, les Aurores des latitudes moyennes et basses, beaucoup moins fréquentes, sont en général aperçues simultanément sur une grande partie du globe, pour quelques-unes même à peu près sous toutes les latitudes, sauf une bande étroite à l'équateur ; et chaque fois qu'une de ces grandes Aurores se produit dans l'hémisphère sud, elle est accompagnée d'une autre visible dans notre hémisphère.

3° Fréquence. — Elle est très variable ; à mesure qu'on s'éloigne de l'équateur (ainsi que cela ressort des catalogues), le nombre moyen des aurores observées annuellement croît rapidement ; la répartition géographique des Aurores étudiée en pointant sur une carte les nombres qui, pour chaque pays, représentent la fréquence moyenne, et réunissant ces points par des lignes, montre que ces *courbes d'égale fréquence* sont grossièrement circulaires et concentriques, que leur centre commun est un point situé entre le pôle magnétique et le pôle de rotation de la terre, et qu'il existe *une zone de fréquence maxima des Aurores* (correspondant à un peu plus de 100 par an), au dedans de laquelle le nombre moyen des

(¹) Les limites de cet article m'obligent à me borner à un résumé très succinct : je renvoie pour plus de détails aux observateurs et à mon mémoire complet des *Annales de l'Observatoire de Nice*.

Aurores diminue de nouveau rapidement [1]. Au sud de la zone de fréquence maxima, on observe le plus souvent ces Aurores vers le nord; au contraire, en dedans de cette zone, on les observe en général vers le sud [2].

4° HAUTEUR. — Toutes les mesures effectuées dans les latitudes moyennes ont conduit sans exception à des nombres très élevés; elles ont établi que, dans ces latitudes, la partie inférieure des rayons auroraux ne descend guère à moins de 60 kilomètres au-dessus du sol (la partie supérieure étant souvent à plusieurs centaines de kilomètres).

Au contraire, les mesures faites dans les régions arctiques (notamment lors des expéditions polaires internationales de 1882-1883) ont conduit à des nombres beaucoup plus faibles, souvent inférieurs à 30 kilomètres.

L'observation a mis hors de doute que *la hauteur moyenne à laquelle on observe les Aurores Boréales diminue de plus en plus quand on s'approche des pôles.*

5° SPECTRE. — La nature complexe de ce spectre semble aujourd'hui à peu près élucidée, grâce aux travaux de MM. Paulsen et Scheiner [3] et de M. Ramsay [4] : les deux premiers ont établi qu'il y a une coïncidence parfaite entre la plupart des raies de l'Aurore et le spectre de la lumière bleuâtre qui entoure la cathode d'un tube de Geissler contenant de l'air. D'autre part, M. Ramsay a montré que la raie verte principale de l'Aurore est due au crypton, et que l'éclat prépondérant de cette raie tient sans doute à ce fait d'expérience établi par lui : que, quand on dilue le crypton avec d'autres gaz et qu'on diminue la pression du mélange, le spectre du crypton conserve une visibilité très grande, tandis que celle des autres spectres s'affaiblit graduellement.

6° PÉRIODICITÉ DES AURORES BORÉALES. — Les variations périodiques des Aurores, qui sont de tous les caractères de ces phénomènes ceux sur lesquels on possède les données les plus nettes, sont cependant restées jusqu'à ces dernières années inexpliquées, comme nous le verrons dans la suite de cet article. On distingue :

---

(1) FRITZ, *Verzeichniss beobachteter Polarlichter;* — ANGOT, *les Aurores Polaires;* — NORDMANN, *loc. cit.*

(2) LEMSTROM, *l'Aurore Boréale.*

(3) *Rapp. du Congrès de Physique*, III, p. 438; 1900.

(4) *Rev. gén. des sciences*, p. 816; 1901.

*a*) *La période diurne*, caractérisée par ce fait, depuis longtemps constaté, que le plus grand nombre des Aurores et leur plus grande intensité sont observés partout dans la première heure de la nuit (après la fin du crépuscule) (¹). Le nombre et l'intensité moyens des Aurores diminuent à mesure qu'on s'avance dans la nuit et jusqu'au matin. Si on considère en particulier une de ces grandes Aurores Boréales qui sont visibles sur presque toute la terre (comme fut, par exemple, celle du 4 février 1872), on a remarqué que la plus grande intensité du phénomène a été observée, en dès stations de longitudes très différentes, partout au même temps local (entre huit heures et neuf heures du soir).

*b*) *La période annuelle*, caractérisée dans les latitudes moyennes des deux hémisphères par des maxima et des minima fort nets de fréquence (les premiers correspondant aux équinoxes et les seconds aux solstices). Cette période semble changer de nature lorsqu'on passe des latitudes moyennes aux régimes arctiques : le maximum d'automne retarde alors de plus en plus, celui de printemps avance ; tous deux, lorsqu'on arrive à des latitudes assez élevées, finissent par se rejoindre en un seul maximum voisin du solstice d'hiver.

Ce fait, signalé par Lovernig, a été vérifié depuis par tous les observateurs des expéditions de Parry, Mac Clintock, Kan, Hayes, Bessels, au nord de la mer de Baffin, et par celles de Godthaab, ininterrompues pendant dix-sept ans.

*c*) *La période undécennale*, la plus frappante de toutes peut-être, coïncide exactement avec la période des taches solaires comme celle des perturbations magnétiques, de manière que les maxima et les minima des trois ordres de phénomènes coïncident (¹).

7° Relation des Aurores Boréales avec les perturbations magnétiques. — Dès le xviiiᵉ siècle, Celsius et Hiorter signalèrent plusieurs coïncidences entre les manifestations des deux phénomènes. Tandis qu'on a observé que les grandes Aurores étendues des latitudes moyennes sont presque toujours accompagnées de perturbations magnétiques, il n'en est plus de même, en général, pour les Aurores limitées et locales des régions polaires. Bornons-nous à rappeler les principaux résultats de quelques expéditions polaires connues (²) :

Lors du séjour du *Tegetthof* à la terre François-Joseph, Weyprecht

(¹) Angot, *loc. cit.*; — Lemstrom, *loc. cit.*; — Fritz, *loc. cit.*; etc.
(²) Pour plus de détails, voir Angot, *loc. cit.*, mon mémoire détaillé.

observa que les Aurores à mouvements lents se produisent en général sans que l'aiguille aimantée éprouve la plus petite agitation; au contraire, les perturbations deviennent très intenses pendant les Aurores qui présentent des rayons à mouvements rapides. Parry, dans ses hivernages à la presqu'île Melville et à Port-Borven, ne reconnut *jamais* aucune relation entre l'apparition de l'Aurore et les mouvements de l'aiguille aimantée. Mac Clintock, dans deux hivernages consécutifs, n'observa que cinq fois la coïncidence des deux phénomènes; Kan, dans ses hivernages de 1853 et 1855, à l'extrême nord du Groenland, n'observa *pas une seule fois* de perturbations magnétiques pendant les Aurores Boréales; Bessels, qui séjourna encore plus au nord avec la *Polaris*, nota des variations de la déclinaison pendant *une seule* Aurore, mais c'était pendant l'Aurore exceptionnelle du 4 février 1872, dont nous avons déjà parlé et qui semble avoir enveloppé la terre tout entière; l'expédition de la *Discovery* (1875-1876) conclut de même, etc.; enfin, et pour ne citer que l'expédition la plus récente, Paulsen ([1]), en 1899-1900, en Islande, a observé que les grandes Aurores tranquilles n'avaient aucun effet sur la position des aiguilles, qui étaient au contraire affectées faiblement par les Aurores très mobiles.

Ainsi, tandis que les grandes Aurores étendues des latitudes moyennes sont en général accompagnées de perturbations magnétiques, il n'y a pas de relations nécessaires entre les deux ordres de phénomènes dans les latitudes élevées où les Aurores ont un caractère local. « Cette conclusion, comme dit M. Angot, s'appuie sur un fait indiscutable, *l'absence très fréquemment constatée de perturbations magnétiques pendant les Aurores polaires.* » Nous verrons que ces faits présentent un intérêt capital pour la théorie des Aurores.

## II. — Examen des théories récentes.

Depuis les recherches fondamentales d'A. de La Rive, les théories proposées pour expliquer les Aurores Boréales, si elles ont réussi à expliquer de diverses manières certains des caractères de ces phénomènes, ont laissé jusqu'à ces dernières années à peu près inexpliquées la complexité de leurs relations avec les perturbations magnétiques et leurs périodes caractéristiques, bien que ce soient les

---

([1]) Paulsen, *loc. cit.*

plus nets peut-être et les plus sûrement établis de tous les caractères de l'Aurore.

Les analogies trouvées ces dernières années, à la suite notamment des beaux travaux de Paulsen, entre les formes de l'énergie cathodique et les apparences aurorales, ont fait que, dans les deux théories récemment proposées par M. Arrhénius et par M. Birkeland, et qui constituent un réel progrès dans cette voie, on attribue un rôle prépondérant aux rayons cathodiques; d'autre part, l'examen attentif des périodes de l'Aurore (notamment des périodes diurne et annuelle), la relation souvent constatée des manifestations aurorales avec l'activité des taches solaires, la diminution bien constatée de l'intensité des Aurores pendant la nuit, etc., ont conduit irrésistiblement à penser que le Soleil doit jouer un rôle important dans la production des Aurores. Cette seconde idée domine également la théorie de M. Birkeland et celle de M. Arrhénius.

C'est grâce à ces deux notions nouvelles (production de phénomènes cathodiques, intervention du soleil) que ces deux théories récentes, d'ailleurs si différentes, ont pu être considérées comme un pas très grand dans la connaissance de l'origine des Aurores Boréales. Nous allons essayer d'examiner si on peut vraiment les considérer comme pleinement satisfaisantes.

*A*. La théorie de M. Arrhénius est basée sur l'hypothèse que le soleil, par l'effet de la pression de Maxwell-Bartoli, émet des particules négativement chargées, dont le diamètre est de l'ordre du 1000[e] de millimètre, qui arrivent en cet état jusqu'à la terre, et, sous l'influence du rayonnement ultra-violet du soleil, se déchargent dans l'atmosphère supérieure en produisant des rayons cathodiques. Elle explique, comme il ressort des développements de l'auteur [1], un assez grand nombre des caractères des Aurores. Mais elle paraît soulever quelques objections nécessaires. Il paraît, entre autres, difficile d'imaginer comment les particules émises par le soleil, et soumises, d'une façon continue, au rayonnement ultra-violet sans cesse renouvelé de celui-ci, pendant tout leur trajet à travers l'immense atmosphère solaire, peuvent arriver jusqu'à la terre en conservant leur charge négative. M. Arrhénius admet lui-même qu'arrivées au voisinage de la terre, ces particules se déchargent sous l'influence du rayonnement solaire; mais, si l'on réfléchit qu'au moment de leur

(1) *Rev. gén. des Sciences*, p. 65; 1902.

départ de la surface solaire ces particules sont soumises à un rayonnement au moins 45000 fois plus intense, il paraît difficile de supposer qu'elles soient encore chargées en arrivant à la terre.

D'ailleurs, si les Aurores Boréales étaient produites par le mécanisme qu'indique M. Arrhénius, il semble que leur période undécennale devrait être exactement l'inverse de ce qu'on observe (de telle sorte que la plus grande fréquence des Aurores devrait correspondre au minimum des taches solaires); en effet, nous avons vu (voir mon article précédent) que la radiation solaire est plus grande lors du minimum que lors du maximum des taches; et on sait d'autre part que les rayons coronaux du soleil (qui, suivant l'opinion même de M. Arrhénius, sont produits par la pression de radiations de cet astre) ont effectivement leur plus grande extension lors des minima des taches. Le nombre des particules repoussées du soleil étant plus grand lors des minima d'activité solaire, la période undécennale des Aurores Boréales devrait donc être l'inverse de celle qu'on observe réellement.

D'autre part, la double période annuelle des Aurores Boréales (maxima aux équinoxes, minima aux solstices) s'expliquerait, d'après M. Arrhénius, de la façon suivante : l'activité solaire étant surtout localisée dans deux zones qui se trouvent à 15° de part et d'autre de l'équateur, et la terre se trouvant, le 5 mars et le 3 septembre, vis-à-vis des points qui sont respectivement à 7° de l'équateur solaire, tandis que, le 6 décembre et le 4 juin, elle passe à l'équateur, la terre recevrait du soleil plus de particules en mars et en septembre qu'en décembre et en juin (d'après M. Arrhénius). Examinons ce point d'une manière plus précise : la loi fondamentale du rayonnement d'un élément de surface éclairée ou incandescente est que l'intensité du rayonnement est proportionnelle au cosinus de l'inclinaison de la ligne de vue sur la normale à l'élément. La plupart des astronomes (Vogel et Pickering notamment) admettent cette loi fondamentale pour la surface du soleil. Si nous rappelons que, selon M. Arrhénius, la répulsion des particules solaires est due au rayonnement de l'astre et est proportionnelle à ce rayonnement, nous pouvons faire le raisonnement suivant : Pour plus de simplicité, nous supposerons les régions de l'activité solaire réduites à leur partie centrale ; nous n'examinerons que l'effet produit par ces régions (au-dessus desquelles, d'après M. Arrhénius, se trouve le plus grand nombre de particules), et nous ne tiendrons pas compte de la parallaxe du soleil,

qui est négligeable ; ces simplifications ne modifient pas la nature du raisonnement et de ses conséquences, comme il est facile de s'en assurer.

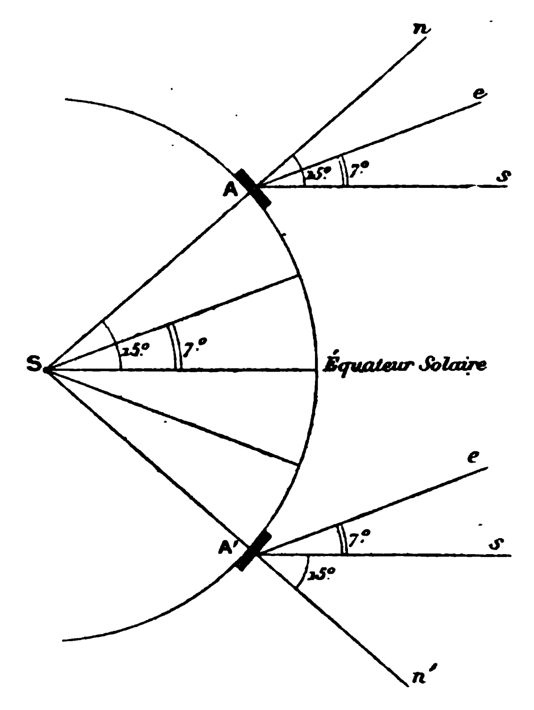



Fig. 1.

Soit (*fig.* 1) S le soleil, A et A′ les régions d'activité, *n* et *n′* les normales au centre de ces régions, *ee* la direction où se trouve la terre à l'équinoxe, *ss* la direction où elle se trouve au solstice.

A l'équinoxe la terre reçoit de A un rayonnement proportionnel à. cos 8°
et de A′ un rayonnement proportionnel à. cos 22°
Au solstice la terre reçoit de A un rayonnement proportionnel à. cos 15°
et de A′ un rayonnement proportionnel à. cos 15°

Les intensités s'additionnant d'ailleurs, on trouve que les sommes de rayonnement reçues de A et de A′ par la terre sont respectivement proportionnelles :

Lors de l'équinoxe, à.... $\cos 8° + \cos 22° = 1,9173$
Lors du solstice, à...... $2 \cos 15° = 1,9318$.

Ce qui montre non seulement que la différence est très faible, mais qu'elle est précisément dans le sens opposé à celui qu'indique M. Arrhénius, ce qui, dans son hypothèse, devrait donc produire les maxima des Aurores aux solstices et les minima aux équinoxes, contrairement à ce qu'on observe.

Enfin on peut objecter à l'explication que donne M. Arrhénius de la période annuelle des Aurores que, si cette explication était la vraie, l'amplitude de cette période devrait être sensiblement nulle pendant les années sans taches (c'est-à-dire que, pendant ces années, on devrait observer en moyenne à peu près le même nombre d'Aurores aux équinoxes et aux solstices); cette période devrait au contraire avoir *une* amplitude très accentuée les années de maximum des taches. Or, à ma connaissance, *rien n'a été constaté de pareil.*

Pour toutes ces raisons, on peut conclure que la théorie de M. Arrhénius, tout en constituant un progrès incontestable sur les recherches antérieures dans cet ordre d'idées, ne peut guère être considérée comme une solution définitive.

*B.* La théorie tout à fait remarquable proposée récemment par M. Kr. Birkeland [1] se rapproche sous bien des rapports de la théorie anciennement proposée par A. de La Rive, et que divers savants, notamment Lemstrom et Edlund, avaient depuis modifiée sur divers points pour l'adapter aux exigences nouvelles qui ressortaient d'une connaissance plus exacte des caractères de l'Aurore Boréale. Sans vouloir insister longuement sur les théories de La Rive, Lemstrom et Edlund, qui sont complètement abandonnées et insuffisantes aujourd'hui, rappelons qu'elles attribuaient l'Aurore Boréale à une luminescence de l'atmosphère produite par des courants électriques circulant de l'atmosphère au sol, ou inversement se dirigeant verticalement de la terre vers l'atmosphère. M. Birkeland a heureusement modifié ces idées, qui soulevaient des difficultés nombreuses [2], d'une part, en attribuant les Aurores non plus à de pareils courants, mais à des courants électriques entièrement localisés dans l'atmosphère supérieure et qui y circulent à peu près parallèlement au sol, et, d'autre part, en faisant intervenir le soleil dans la production de ces courants, tandis que les auteurs précédents les attribuaient à des causes exclusivement terrestres.

---

(1) *Videnskabsselskabets Skvifter*, t. I; *Mathematisk-Naturvidenskabelig Klasse*, n° 1; 1900.

(2) Voir notamment à ce sujet PAULSEN, *Meteorologische Zeitschrift*, 1894, passim.

Dans une série d'expériences très ingénieuses, et pour le détail desquelles nous renvoyons au mémoire original, M. Birkeland a montré que l'on peut produire dans un tube à air raréfié, en le faisant traverser par un courant électrique suffisamment dense, et *dans un champ magnétique faible*, des rayons cathodiques qui sont émis par des particules gazeuses et s'orientent dans le sens des lignes de force en produisant des apparences identiques aux formes ordinaires des Aurores Boréales. M. Birkeland a montré de plus que ces rayons cathodiques, diffusés par la matière gazeuse, étaient dus au courant électrique lui-même, et non pas aux rayons cathodiques émanés de la cathode des tubes employés, car, en éliminant ceux-ci par un dispositif spécial (1), les apparences radiées analogues aux Aurores se produisaient également.

M. Birkeland en conclut « qu'une Auréole Boréale se manifeste chaque fois qu'un courant électrique suffisamment dense se produit dans les couches supérieures de l'atmosphère, à peu près parallèlement à la surface de la terre ».

Enfin, et pour expliquer la période diurne et la période undécennale des Aurores et leurs coïncidences fréquentes avec la formation de taches solaires, M. Birkeland pense que les courants électriques sont produits par des rayons cathodiques émanés du soleil (2). Et il appuie cette hypothèse sur l'expérience suivante : un électro-aimant sphérique est placé dans un tube à gaz raréfié et exposé au faisceau à peu près parallèle qui émane de la cathode ; or, en mettant l'électro-aimant en activité, on observe, outre le phénomène bien connu de la succion des rayons cathodiques par les deux pôles, plu-

---

(1) *Loc. cit.*, t. LVI.

(2) Dans une première étude sur la question (*Archives des sciences phys. et nat.*, Genève, juin 1896), M. Birkeland avait suggéré que les Aurores Boréales seraient le trajet lumineux, dans notre atmosphère, de rayons cathodiques émanés du soleil. Il a abandonné cette idée quand ses propres expériences lui eurent montré que, pour que les rayons cathodiques se propagent en ligne droite dans la direction des lignes de force d'un champ magnétique (et on sait que les rayons de l'Aurore sont orientés comme l'aiguille d'inclinaison et d'une remarquable rectitude, notamment dans les draperies), *il faut qu'ils soient produits dans ce champ;* c'est-à-dire que les rayons cathodiques des Aurores Boréales doivent être *produits dans l'atmosphère elle-même*. Des rayons cathodiques émanés du soleil s'enrouleraient, au contraire, autour des lignes de force du champ terrestre et les rayons auroraux auraient une direction toute différente de celle qu'on observe. — Diverses expériences de M. Broca, indépendamment de celles de Birkeland, ont également montré que, pour que des rayons cathodiques suivent la ligne de force d'un champ, il faut qu'ils soient engendrés dans ce champ, et c'est d'ailleurs conforme à la théorie mathématique des rayons cathodiques.

sieurs anneaux lumineux bien définis dans le gaz voisin de la surface de la sphère ; de plus, on observe que la surface de l'électro-aimant (enduite au préalable de cyanure double de platine et de baryum) devient parfois fortement phosphorescente juste au-dessous de l'anneau lumineux situé au dehors d'elle. Cette phosphorescence est due évidemment à des rayons cathodiques émanés de l'anneau lumineux, et M. Birkeland en déduit que ces anneaux lumineux sont eux-mêmes des courants engendrés au voisinage de la sphère par les rayons cathodiques.

Les rayons cathodiques émanés du soleil agiraient de même sur la terre en produisant des courants électriques dans l'atmosphère d'où émaneraient les rayons cathodiques secondaires formant les Aurores Boréales.

Telle est dans ses grandes lignes la théorie de M. Birkeland. On peut dire qu'elle explique d'une manière complète, à la fois les formes des Aurores Boréales, leur fréquence plus grande près des pôles terrestres, leur orientation caractéristique, leur période diurne et leur période undécennale, comme il ressort des développements de l'auteur. Cette théorie est incontestablement plus satisfaisante que toutes celles qui avaient été proposées auparavant par sa simplicité relative et le grand nombre de faits d'observation qu'elle explique. Peut-on la considérer cependant comme définitive et suffisante ? M. Birkeland lui-même ne paraît pas le croire ; au sujet de l'expérience que nous venons de décrire, il constate lui-même que l'interprétation qu'il en a donnée n'est pas absolument sûre, et qu'il n'a pas pu prouver d'une manière certaine que les anneaux lumineux que, dans cette expérience, on observe autour de l'électro-aimant sphérique, soient réellement produits par les rayons cathodiques aspirés vers les pôles (¹). Rien ne prouve en effet que ces anneaux lumineux soient dus aux rayons cathodiques du tube plutôt qu'à la décharge électrique elle-même ; l'électro-aimant, dans cette expérience, se trouve à l'intérieur du tube à gaz raréfié, et il se trouve à la fois sur le trajet de la décharge elle-même et sur celui des rayons cathodiques, c'est-à-dire dans des conditions très différentes de celles de la terre, qui, dans cette hypothèse, se trouve exposée uniquement aux rayons cathodiques venus du soleil, et en dehors des décharges qui, sur le soleil même, produisent ces rayons.

(¹) *Loc. cit.*, p. 74.

D'ailleurs rien ne prouve que ces anneaux lumineux autour de l'électro-aimant soient, comme le suppose M. Birkeland, des courants électriques produits autour de celui-ci [1]. L'interprétation de cette expérience sur laquelle M. Birkeland appuie son hypothèse peut donc sembler un peu arbitraire.

D'autre part, les rayons cathodiques produits à la surface du soleil seraient particulièrement intenses au voisinage des centres d'activité, et c'est ainsi que M. Birkeland explique la période undécennale des Aurores Boréales. D'autre part aussi, les auteurs qui ont émis cette hypothèse d'un rayonnement cathodique du soleil (Goldstein, Deslandres, etc...) ont indiqué que ce rayonnement doit se propager à peu près normalement à la surface solaire au-dessus du lieu d'émission ; comme on sait que les centres d'activité du soleil ont sur cet astre une répartition à peu près invariable et constante [2], qui a conduit un grand nombre de savants (et notamment M. Birkeland) à penser qu'ils sont dus à un système fixe de cratères fixés invariablement sur un noyau rigide dont la période de rotation est d'environ vingt-six jours, il s'ensuit que l'on doit s'attendre, si l'explication de M. Birkeland est exacte, à trouver une période nette d'environ vingt-six jours dans la fréquence des Aurores Boréales. Effectivement Veeder [3] a cru trouver, en étudiant un certain nombre d'Aurores observées aux États-Unis, une période de vingt-sept jours et quart ; au contraire Hazen [4], par une étude très approfondie de la question, n'a pas trouvé trace d'une période des Aurores Boréales d'une durée voisine de la période de rotation des taches. Mais, comme l'a fait remarquer Backouse [5], il est bien difficile d'élucider la question, car la période

---

(1) Lénard, qui a étudié les rayons cathodiques en dehors du tube excitateur (Voir *Wiedmann's Annalen*, t. II, p. 225 et *passim*), c'est-à-dire précisément dans les conditions où les rayons cathodiques émanés du soleil doivent agir sur la terre, a trouvé que ces rayons n'illuminent les gaz traversés que quand ceux-ci ont une pression relativement élevée ; que, pour des pressions inférieures à 50 millimètres, ils n'y produisent plus de luminescence, et que celle qu'on observe pour des pressions plus faibles (de l'ordre de 1 millimètre et au-dessous) est d'une nature toute différente, et produite non plus par les rayons cathodiques, mais par l'induction due à la décharge du tube excitateur, car elle n'en subsiste pas moins lorsque, par un dispositif spécial, on a éliminé les rayons cathodiques du tube d'observation ; ce qui tend à infirmer l'interprétation que donne M. Birkeland de son expérience.

(2) Voir Birkeland, *Rapports du Congrès de Physique*, p. 471-479 ; 1900.

(3) *Proceedings of the Rochester Academy of science*, vol. II ; 1893.

(4) *Amer. Meteorol. Journal*, X et XI ; 1893-1894.

(5) *Publications of west Hendon Konte observatory sunderland.*

qu'a cru trouver Veeder a presque la même durée qu'une lunaison : lorsque la lune brille, les Aurores peu intenses demeurent complètement invisibles, ce qui peut sans doute produire une période *apparente*, mais non réelle, des Aurores voisine de celle trouvée par Veeder. La question était d'autant plus difficile à résoudre que les Aurores ne sont pas visibles chaque nuit, loin de là, que leur visibilité dépend de conditions météorologiques variables, indépendantes de leur existence, et que, si de l'ensemble des observations on peut déduire quelque chose de certain lorsqu'il s'agit de déceler une périodicité d'une ou de plusieurs années, il n'en est plus de même pour une période de moins d'un mois. Mais nous pouvons envisager la question sous un autre aspect ; dans la théorie de M. Birkeland, les perturbations magnétiques sont, comme les Aurores, produites par les courants atmosphériques, dus, dans cette hypothèse, aux rayons cathodiques émanés du soleil ; *il doit donc exister une périodicité des perturbations magnétiques de durée égale à la rotation du noyau solaire*, si cette théorie est exacte. Et sur ce point l'enregistrement *continu* des éléments magnétiques, enregistrement qui ne dépend aucunement, comme l'observation des Aurores, de conditions de visibilité variables, permet de se faire une opinion certaine.

Dans le but de résoudre cette question, sir Alfred Schuster a récemment calculé en détail, et d'une manière complète, les périodographes des variations de la déclinaison magnétique, en prenant comme base les observations ininterrompues faites à l'observatoire de Greenwich, de 1871 à 1895, soit pendant vingt-cinq ans. Voici comment il énonce la conclusion de ce travail : « Comme conclusion de mes recherches, je peux définitivement énoncer que la déclinaison magnétique à Greenwich n'indique aucune période sensible comprise entre 25 et 27,5 jours. On peut donc considérer *définitivement* que la rotation solaire n'exerce aucune influence sur les variations magnétiques. » Il semble que ce fait si net, établi par une autorité comme sir Alfred Schuster, peut paraître de nature à ébranler la théorie de M. Birkeland, pour ce qui est du rôle qu'elle fait jouer au soleil dans la production des Aurores Boréales et des perturbations magnétiques.

Si, d'un autre côté, on examine, à la lumière des faits, la manière dont cette théorie envisage la production des Aurores par des courants électriques qui se produiraient dans l'atmosphère supérieure, on se heurte à une difficulté d'un autre ordre. Si, comme le

dit M. Birkeland, « les Aurores Boréales se manifestent chaque fois qu'un courant électrique suffisamment dense se produit dans les couches supérieures de l'atmosphère », *on devrait observer, chaque fois qu'une Aurore se produit, une perturbation de l'aiguille aimantée due à ce courant, perturbation d'autant plus grande que l'Aurore est plus brillante.* Or il a été établi par l'expérience (voir ci-dessus) qu'il n'en est rien ; que, dans les régions où on observe le plus d'Aurores Boréales, celles-ci et surtout les plus brillantes se produisent sans la moindre perturbation magnétique, et que l'aiguille aimantée n'est influencée que rarement et faiblement par les Aurores et seulement par celles qui, quoique faibles, *sont animées de mouvements rapides.* Il y a là une difficulté qui paraît insurmontable avec la théorie de M. Birkeland. Peut-on, dans ces conditions, considérer celle-ci comme pleinement satisfaisante ?

## III. — Recherches personnelles sur la question.

La considération du rayonnement hertzien émané du soleil paraît de nature à résoudre simplement quelques-unes des difficultés contre lesquelles se butaient les théories antérieures.

Le fait que les grandes Aurores Boréales des régions arctiques apparaissent fréquemment sans influencer l'aiguille aimantée et que seules les Aurores à mouvements rapides s'accompagnent parfois de perturbations des aimants, semble démontrer que les courants électriques de l'atmosphère, agents de ces perturbations, ne sont pas la cause des Aurores Boréales, mais sont des phénomènes concomitants, qui n'accompagnent celles-ci que dans certains cas. Ces conclusions se dégagent des faits eux-mêmes, comme M. Paulsen l'avait déjà montré par une étude approfondie des phénomènes [1]. Mais alors se posent nettement les questions suivantes : des rayons cathodiques peuvent-ils être produits dans les gaz raréfiés autrement que par un courant électrique ? Quelle est la nature de l'agent physique qui peut produire les rayons cathodiques et rendre les gaz raréfiés luminescents sans produire en même temps des courants électriques ? Comment des courants électriques peuvent-ils être néanmoins produits par cet agent physique quand les portions de

(1) PAULSEN, *Meteorologische Zeitschrift*, 1894, passim.

l'atmosphère traversées par lui sont animées de mouvements rapides ?

Les ondes hertziennes, qui, comme nous l'avons établi, doivent émaner du soleil, paraissent fournir une réponse à toutes ces questions :

On sait que les ondes hertziennes ont la propriété d'illuminer les gaz raréfiés exactement comme un courant voltaïque ; 2° On sait, notamment par les recherches fondamentales d'Ebert et Wiedmann [1], que, dans la luminescence des gaz raréfiés sous l'influence des oscillations hertziennes, il se produit en abondance dans le sein de ces gaz des rayons cathodiques ; 3° J'ai également établi que, quand les portions atmosphériques rendues conductrices par les ondes hertziennes solaires *sont animées de mouvements* par rapport au champ magnétique de la terre, il doit, en vertu de l'induction par le champ terrestre, s'y manifester des courants électriques.

En un mot, je pense que les Aurores Boréales sont des phénomènes lumineux produits dans l'atmosphère supérieure par les ondes hertziennes émanées du soleil.

Nous allons de nouveau passer rapidement en revue les principaux faits connus relatifs aux Aurores Boréales et montrer comment ils découlent naturellement, semble-t-il, de cette conception.

1° Formes et orientation des Aurores Boréales. — J'ai rappelé que, dans les formes variées de l'Aurore Boréale (bandes, couronnes radiées, draperies et lueurs diverses), les rayons distincts que l'on observe sont le plus souvent développés dans le sens du zénith, de telle sorte que les apparences formées par l'ensemble des rayons diminuent d'intensité vers le haut et se fondent peu à peu dans le ciel, tandis que le bord inférieur du phénomène est à la fois beaucoup plus intense et *nettement délimité vers le bas*. L'explication de ces faits paraît fort simple : les rayons cathodiques engendrés dans les courbes raréfiées de l'atmosphère par les ondes hertziennes solaires s'orientent, comme l'a montré l'expérience, dans le sens des lignes de force du champ magnétique, qui, dans les régions polaires, sont peu différentes de la verticale ; d'autre part, on sait [2] que la phosphorescence produite dans un gaz par les rayons cathodiques est d'autant plus vive que, toutes choses égales d'ailleurs, sa den-

---

(1) *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 156 et suiv.
(2) Lénard, *loc. cit.*

sité est plus grande. Il s'ensuit que, les rayons cathodiques des Aurores se propageant à peu près verticalement, la luminescence des couches d'air traversées par eux est d'autant moins intense que ces couches sont plus raréfiées, c'est-à-dire plus élevées. D'autre part, l'expérience a montré [1] que, dans un champ électrique, la propagation des rayons cathodiques est favorisée quand elle a lieu dans le sens — + et que, dans le sens + —, elle est au contraire contrariée et même annulée lorsque la valeur totale du champ parcouru est égale à la différence de potentiel de décharge de ces rayons. Or le champ électrique de la terre est vertical et dirigé de l'atmosphère vers le sol, c'est-à-dire que, dans les régions voisines des pôles, la direction des rayons de l'Aurore est sensiblement celle de ce champ; de plus, l'intensité de ce dernier est de l'ordre de 100 volts par mètre [2], ce qui, pour quelques kilomètres, donne une différence de potentiel de beaucoup supérieure à celles qui suffisent pour la production des rayons cathodiques les plus rapides [3]. Les rayons cathodiques produits dans l'atmosphère supérieure ne peuvent donc se propager que vers le zénith; leur propagation vers le sol est rapidement annulée par le champ électrique de la terre, dont les potentiels croissent avec la hauteur, comme on sait. Il s'ensuit que les apparences radiées des Aurores Boréales doivent être nettement arrêtées vers le bas et développées au contraire dans le sens du zénith. C'est en effet le phénomène qu'on constate et qui, à ma connaissance, n'avait pas été expliqué jusqu'ici.

De plus, les rayons des Aurores doivent subir dans leur propagation le contre-coup des changements brusques de signe que l'on observe parfois dans le champ électrique de la terre, et ainsi s'expliquent les mouvements rapides des rayons auroraux dans le sens de leur longueur que l'on a observés parfois [4]. On dit alors que les rayons auroraux « dansent » ou « dardent ».

Quant à l'orientation des rayons auroraux, les expériences récentes de M. Birkeland établissant que les rayons cathodiques produits *au sein d'un gaz*, dans un champ magnétique, s'orientent suivant les lignes de force, suffisent à l'expliquer. Pour ce qui est des exemples, assez souvent observés, de rayons auroraux dont la direction diffère

---

(1) Villard, *les Rayons cathodiques*, passim.
(2) Egner, *Rapports du Congrès de Physique*, t. III; 1900.
(3) Langevin, *Thèse*, passim.
(4) Angot, *loc. cit.*, p. 45; — Birkeland, *loc. cit.*, p. 66; etc.

notablement de celle de l'aiguille d'inclinaison, je pense qu'ils sont dus à des variations locales et accidentelles du champ électrique terrestre, telles que celles qu'on observe souvent dans les régions polaires. Les expériences de J.-J. Thomson et de Lénard ont en effet établi que les rayons cathodiques sont déviés dans un champ électrique vers les potentiels croissants ; et le champ électrique terrestre, qui, normalement, dans les régions polaires, est à peu près perpendiculaire à la direction verticale des rayons auroraux et, par suite, n'a pas d'action directrice sur eux, doit en avoir une quand ces courbes de niveau sont perturbées.

2° Extension des Aurores Boréales. — Comme je l'indiquerai au paragraphe suivant, dans les conditions ordinaires, l'illumination de l'air produite par les rayons cathodiques qu'engendrent dans l'atmosphère supérieure les ondes hertziennes rayonnées du soleil ne peut être visible que dans les régions polaires ; car là seulement les régions atmosphériques dans lesquelles les ondes solaires peuvent pénétrer sans être absorbées sont assez basses, c'est-à-dire assez denses pour que les rayons cathodiques produits y engendrent une luminosité suffisamment intense pour être visible malgré la lumière diffuse du ciel.

Mais lorsque, par suite de perturbations violentes de la surface solaire, les décharges électriques qui s'y produisent et simultanément les ondes hertziennes qui en émanent deviennent beaucoup plus intenses, celles-ci peuvent pénétrer sans être absorbées dans des couches atmosphériques et plus denses, de sorte que les rayons cathodiques produits y engendrent une luminosité assez intense pour être visible. Ainsi s'explique que certaines Aurores Boréales, accompagnant des manifestations intenses d'activité solaire, cessent d'être observables uniquement près des pôles, et peuvent être visibles sur presque toute la terre.

3° Fréquence des Aurores Boréales. — A première vue, il peut paraître étonnant que les Aurores Boréales étant produites par le rayonnement solaire, leur éclat et leur fréquence soient précisément les plus grands dans les régions polaires, où l'insolation est bien moins intense que dans les régions plus voisines de l'équateur. Mais cette anomalie n'est qu'apparente ; car, s'il est vrai qu'au milieu du jour l'insolation est de moins en moins intense à mesure qu'on s'éloigne de l'équateur vers les pôles, un calcul simple va nous montrer que, inversement, la pénétration des rayons solaires dans

l'atmosphère, à partir du coucher du soleil, *c'est-à-dire au moment où les Aurores Boréales deviennent visibles*, est de plus en plus grande à mesure qu'on se rapproche des pôles.

Dans ce raisonnement, je considérerai, pour simplifier (et sans que cela altère en quoi que ce soit le résultat), que la propagation des ondes électriques dans notre atmosphère est *rectiligne*. Plus loin, à propos de l'étude *la Période diurne*, nous verrons comment il faut modifier cette manière de voir. — Soit $L_1$ et $L_2$ les sections de la terre suivant deux parallèles de latitudes $\lambda_1$ et $\lambda_2$ ($\lambda_2 > \lambda_1$) ; soit $Ca_1$ et $Ca_2$ les rayons de ces deux parallèles ($Ca_1 > Ca_2$) ; soit aussi S la direction des rayons solaires perpendiculaires à $Ca_1$ et $Ca_2$, de telle sorte que la moitié de la surface de la terre, à droite des diamètres suivant $Ca_1$ et $Ca_2$, est plongée dans la nuit ; supposons pour simplifier que les rayons cathodiques produits par les ondes hertziennes solaires le soient exclusivement entre deux couches de niveau données de l'atmosphère, correspondant à deux pressions déterminées de l'air ; soient respectivement $n_1$ et $n'_1$, $n_2$ et $n'_2$ ces couches (il est facile de voir que ces simplifications n'altèrent en rien les

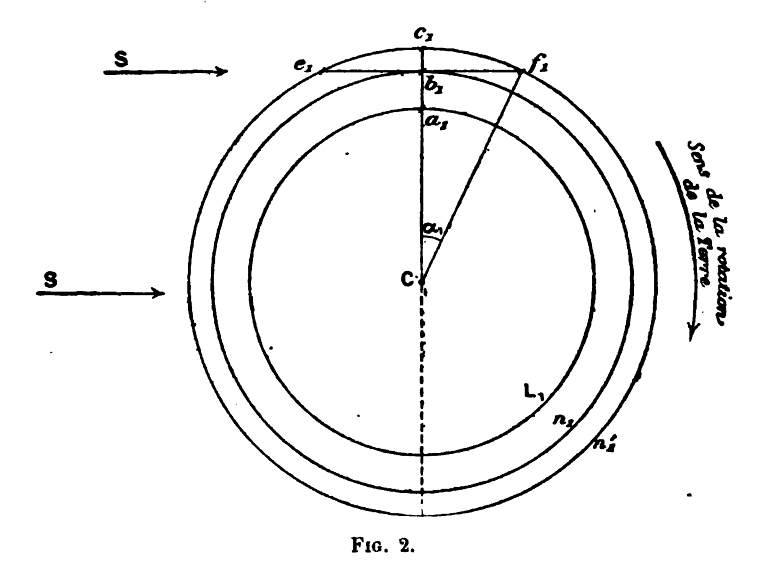



Fig. 2.

résultats du raisonnement). On sait que la pression de l'atmosphère est sensiblement égale sur toute la terre ; il s'ensuit que les distances respectives de ces couches de niveau entre elles et à la terre sont

égales dans les deux figures (*fig*. 2 et 3) :

$$a_1b_1 = a_2b_2 \quad \text{et} \quad a_1c_1 = a_2c_2.$$

FIG. 3.

Si $e_1f_1$ et $e_2f_2$ sont les rayons solaires qui traversent la couche comprise entre $n_1$ et $n'_1$ et entre $n_2$ et $n'_2$ tangentiellement à $n_1$ et $n_2$, on voit facilement par le calcul :

1° Que

$$e_1b_1 > e_2b_2;$$

2° Que

$$\alpha_1 < \alpha_2,$$

$\alpha_1$ et $\alpha_2$ étant les angles $a_1Cf_1$ et $a_2Cf_2$, et que la différence entre $e_1b_1$ et $e_2b_2$, d'une part, et entre $\alpha_2$ et $\alpha_1$, d'autre part, est d'autant plus grande que le rayon $Ca_2$ est plus petit par rapport à $Ca_1$, ce qui signifie, d'*une part*, que les rayons hertziens du soleil traversent, avant d'arriver dans les régions atmosphériques où ils produisent des Aurores Boréales visibles, une épaisseur de gaz absorbant beaucoup moins grande à mesure qu'on s'éloigne de l'équateur vers les pôles (1) (puisque $e_1b_1 > e_2b_2$), et, d'*autre part*, qu'ils peuvent produire des Aurores Boréales pendant un temps beaucoup plus long après le coucher du soleil, à mesure que la latitude augmente (puisque $\alpha_1 < \alpha_2$). Nous pouvons illustrer ce résultat par un exemple numérique. Considérons par exemple le parallèle $L_1$ comme étant celui qui passe par le centre de la France (latitude $\lambda_1 = 47°$) et le paral-

(1) C'est-à-dire que l'intensité des Aurores Boréales, leur éclat, leur nombre augmentent à mesure qu'on se rapproche des pôles.

lèle $L_2$ comme passant par le nord de la Scandinavie (latitude $\lambda_2 = 70°$). On a alors sensiblement, R étant le rayon équatorial de la terre,

$$Ca_1 = R\cos 47° = R \times 0,68,$$
$$Ca_2 = R\cos 70° = R \times 0,34\ ;$$

d'autre part, les figures de la page précédente donnent les relations suivantes que l'on établit facilement (l'épaisseur de l'atmosphère absorbante étant petite par rapport au rayon terrestre) :

$$\overline{e_1b_1}^2 = 2Ca_1 \times b_1c_1,$$
$$\overline{e_2b_2}^2 = 2Ca_2 \times b_2c_2,$$

et comme $b_1c_1 = b_2c_2$, on a finalement :

$$\left(\frac{e_1b_1}{e_2b_2}\right)^2 = \frac{Ca_1}{Ca_2} = 2,$$

d'où :

$$e_1b_1 = e_2b_2 \times \sqrt{2}.$$

Si on considère comme égale à l'unité l'amplitude des rayons hertziens solaires, quand ils entrent dans notre atmosphère, et si $x$ est un certain nombre qui dépend du pouvoir absorbant des diverses couches de l'atmosphère, il s'ensuit que l'amplitude des rayons hertziens solaires, quand ils pénètrent dans le côté soir de l'atmosphère, est :

En Norwège,

$$e^{-x \times e_1b_1} = A_2,$$

et en France,

$$e^{-x \times e_1b_1 \times \sqrt{2}} = A_1$$

et

$$A_1 = A_2^{\sqrt{2}},$$

et par suite, en désignant par $I_1$ et $I_2$ les intensités correspondantes (qui sont entre elles comme les carrés des amplitudes),

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^2 = A_2^{2\sqrt{2}-2}.$$

c'est-à-dire que si, à une hauteur donnée dans l'atmosphère, les rayons hertziens du soleil ont subi une absorption telle que, au moment où ils pénètrent dans le côté soir de l'atmosphère, au-dessus de la Norvège, leur amplitude est réduite par exemple à 1/100

de sa valeur antérieure à l'absorption atmosphérique, il s'ensuit qu'en France, et à la même hauteur au-dessus du sol, l'intensité des ondes hertziennes, au moment où elles pénètrent dans le côté soir de l'atmosphère, ne sera que $\frac{1}{5000}$ de ce qu'elle est en Norvège dans les mêmes conditions.

On conçoit dans ces conditions que l'intensité et la fréquence des phénomènes auroraux augmentent rapidement à mesure qu'on s'élève en latitude.

Une autre raison doit favoriser encore l'augmentation de la fréquence des Aurores avec la latitude, c'est la diminution de température. La luminescence électrique des gaz est en effet d'autant plus vive, toutes choses égales d'ailleurs, que la température est plus basse.

Si aucune autre cause n'intervenait, la fréquence des Aurores Boréales devrait donc avoir son maximum aux pôles de la terre. Mais, comme je le montrerai ci-dessous à propos de la « période diurne », l'intensité des phénomènes auroraux en un point de l'atmosphère supérieure dépend non seulement de l'intensité des ondes hertziennes solaires qui y pénètrent pendant la soirée et la nuit, mais aussi de l'*ionisation* antérieure de cette portion atmosphérique ; cette « ionisation » préalable, comme je l'indiquerai, est d'autant plus intense, toutes choses égales d'ailleurs, que l'insolation pendant le jour a été plus vive; et on sait que celle-ci est maximum à l'équateur et décroît rapidement à mesure qu'on se rapproche des pôles, c'est-à-dire à mesure que les rayons solaires pénètrent plus obliquement dans l'atmosphère.

La fréquence maximum des Aurores doit donc se produire non pas au pôle, mais à une certaine distance de celui-ci, *et il doit exister autour du pôle une zone de fréquence maximum des Aurores Boréales. C'est ce qui a été depuis longtemps constaté.*

D'autre part, la direction du champ magnétique terrestre intervient également dans la production des phénomènes auroraux. MM. Ebert et Wiedmann ont en effet montré que, quand des oscillations électriques traversent un gaz raréfié, son illumination est rendue *beaucoup plus vive* quand un champ magnétique est disposé dans ce gaz, de telle manière que ses lignes de force soient perpendiculaires à la direction de la force électrique des oscillations, ce qui n'a pas lieu, au contraire, quand cette dernière direction coïncide

avec celle des lignes de force (1). Or nous verrons ci-dessous, à propos de la « Période diurne des Aurores », que la force électrique des oscillations hertziennes émanées du soleil doit être sensiblement normale en chaque point à la surface des couches atmosphériques conductrices le long desquelles elles se propagent; comme, d'autre part, les lignes de force du champ magnétique terrestre sont sensiblement, à l'équateur, parallèles à la surface de la terre, c'est-à-dire de ces couches, et qu'à mesure qu'on se rapproche du pôle elles s'inclinent de plus en plus jusqu'à devenir verticales, il s'ensuit que, *toutes choses égales d'ailleurs*, la production des phénomènes auroraux deviendrait de moins en moins intense à mesure qu'on se rapproche du pôle magnétique.

Si le pôle magnétique de la terre se confondait avec le pôle de rotation, la zone de fréquence maximum des Aurores Boréales serait à une certaine distance du pôle commun et centrée sur celui-ci. Mais le pôle de rotation et le pôle magnétique sont en réalité assez éloignés l'un de l'autre ; comme, d'autre part, ainsi que nous venons de le voir, des deux causes qui tendent à limiter l'accroissement de la fréquence des Aurores Boréales à mesure qu'on s'éloigne de l'équateur, l'une a son maximum d'effet au pôle de rotation, et l'autre au pôle magnétique de la terre, *il s'ensuit que la zone de fréquence maximum des Aurores Boréales doit être grossièrement centrée sur un point situé entre le pôle magnétique et le pôle de rotation de la terre.*

C'est effectivement ce que l'observation a révélé depuis longtemps (2).

4° Hauteur des Aurores Boréales. — L'expérience a montré (3) que les gaz ne deviennent luminescents sous l'influence des ondes hertziennes, avec production de rayons cathodiques, que quand ces ondes ont une certaine énergie minima.

Or il suffit de se reporter à la figure et aux calculs du paragraphe précédent pour s'assurer que les rayons hertziens du soleil peuvent, près des pôles, pénétrer dans les régions atmosphériques où se produisent des Aurores Boréales visibles, jusqu'à une distance du sol beaucoup moins grande que la hauteur minima à laquelle pénètrent, dans des pays plus voisins de l'équateur, des ondes *ayant subi une*

(1) Ebert et Wiedmann, *Wied. Ann.*, LXII, p. 182.
(2) Angot, *loc. cit.*, p. 106 et suiv. ; — Lemstrom, *loc. cit.*, passim.
(3) *Wied. Ann.*, t. L, p. 14.

*absorption égale*, toutes choses égales d'ailleurs, de la part des couches atmosphériques traversées (cela résulte immédiatement de l'inégalité $e_1b_1 > e_2b_2$).

L'expérience a montré (voir ci-dessus) que, dans les régions arctiques, la partie inférieure des Aurores n'est fréquemment qu'à une vingtaine de kilomètres au-dessus du sol, tandis que, dans les régions plus méridionales (Suède, par exemple), elle ne descend guère au-dessous de 80 kilomètres. Or un calcul simple analogue à celui que j'ai fait ci-dessus montre que tel est précisément l'ordre de grandeur des différences que permet de prévoir ma théorie entre les hauteurs des phénomènes auroraux en Suède et dans les régions où séjournent habituellement les expéditions polaires. — Deux circonstances doivent, en outre, favoriser l'abaissement de la hauteur des Aurores quand on s'élève en latitude : d'*une part*, l'expérience a montré (1) que la luminescence électrique des gaz est, toutes choses égales d'ailleurs, d'autant plus intense que la température est plus basse, c'est-à-dire qu'en se rapprochant des pôles et par suite uniquement de la diminution de température, la production d'Aurores visibles pourrait avoir lieu à des hauteurs de moins en moins grandes ; d'*autre part*, nous avons admis, pour simplifier les calculs précédents, que la hauteur des couches de niveau de l'atmosphère est la même à toutes les latitudes ; or l'étude du baromètre et la formule de Laplace montrent qu'il n'en est rien et que les couches de niveau se rapprochent du sol à mesure qu'on s'élève en latitude. Ainsi la formule de Laplace montre que la couche de niveau de l'atmosphère correspondant à une pression de 5 millimètres est (en fixant la température de l'équateur à + 25° et du pôle à — 12°) à 38 kilomètres du sol à l'équateur et à 34 kilomètres au pôle ; cette différence augmente rapidement, comme le montre le calcul, à mesure que l'on considère des couches de plus en plus élevées, et cette circonstance tend à fortifier les résultats auxquels nous sommes arrivés relativement à la diminution de hauteur des Aurores Boréales avec la latitude.

A ma connaissance on n'avait pas encore présenté d'explication rationnelle de ces faits.

5° SPECTRE DE L'AURORE. — Il est constitué, comme je l'ai rappelé plus haut, outre la raie verte du crypton, par le spectre de la lumière

(1) J. STARK, *Wied. Ann.* (4e série), t. I, p. 424.

cathodique d'un tube à air raréfié. Or précisément l'expérience a montré que les ondes hertziennes, illuminant les gaz à basse pression, *y produisent exclusivement la lumière qui, dans les tubes de Geissler, entoure la cathode* (Glimlicht) (1). Les caractères spectraux de la lumière boréale sont donc exactement ceux que permettait de prévoir la théorie exposée ici.

6° Périodicités des Aurores Boréales. — Il semble que la plupart des faits relatifs aux variations périodiques des Aurores Boréales, et que j'ai rappelés au début de cet article, découlent d'eux-mêmes, comme des conséquences logiques, de la manière dont j'envisage la cause de ces phénomènes :

*Période diurne.* — *A.* Si les rayons hertziens émanés du soleil avaient une propagation rigoureusement rectiligne, on ne conçoit évidemment pas comment ils pourraient pénétrer dans l'atmosphère au-dessus des régions du globe pour lesquelles le soleil est couché depuis longtemps, et les Aurores Boréales ne pourraient pas être produites en un lieu donné, par ces rayons, pendant un temps très appréciable après la fin du crépuscule. Mais, en réalité, la théorie montre que l'influence de la diffraction, qui ne modifie que faiblement la propagation de la lumière lorsqu'elle rencontre un obstacle, est d'autant plus marquée que la longueur d'onde est plus grande, et doit être énorme pour les ondes hertziennes, qui sont plus de un million de fois plus longues que les ondes lumineuses.

En fait, on envoie aujourd'hui couramment, grâce aux travaux de M. Marconi, des dépêches par le moyen des ondes hertziennes entre Terre-Neuve et la Cornouaille (Angleterre), qui sont à trois heures de différence de longitude, soit 1/8 du tour complet de la terre, et il ne paraît pas douteux que l'on parvienne dans un avenir plus ou moins prochain, et par l'emploi de générateurs d'ondes plus énergiques, à transmettre des signaux hertziens sensibles à des distances bien plus considérables encore.

Il semble que nous pouvons tirer des résultats *expérimentaux* obtenus jusqu'ici en télégraphie sans fil des conséquences décisives relativement à la question qui nous occupe.

Dans les expériences de Marconi, on a envoyé des ondes hertziennes sensibles entre Terre-Neuve et la Cornouaille, entre des

(1) *Wied. Ann.*, LIII, p. 253.

stations dont la différence de longitude est environ 45° et qui, sur un grand cercle terrestre passant par elles, sont à une distance angulaire d'environ 30°. D'autre part, l'expérience a montré que, dans la télégraphie sans fil, les ondes hertziennes paraissent contourner la convexité du globe plus facilement lorsqu'elles se propagent le long d'une surface relativement conductrice (la mer) que le long du sol, dont la conductibilité est pratiquement négligeable par rapport à celle de l'eau de mer.

Mais on sait que les gaz raréfiés se comportent vis-à-vis des ondes hertziennes comme des conducteurs ; les expériences de MM. J.-J. Thomson et Bouty ont établi en particulier que la conductibilité de l'air raréfié passe par un maximum pour une pression de 1 millimètre environ et qu'elle est alors du même ordre que celle des électrolytes très étendus. Or la formule de Laplace montre que la pression de l'air est d'environ 1 millimètre à une hauteur d'environ 50 kilomètres et qu'elle n'est déjà plus que $0^{mm},1$ à 15 kilomètres au-dessus, ce qui correspond à une conductibilité énormément plus faible ; on peut donc envisager la terre comme entourée d'une couche sphérique conductrice située à environ 50 kilomètres au-dessus du sol et le long de laquelle les ondes hertziennes solaires doivent se propager comme les ondes hertziennes de la télégraphie sans fil à la surface des mers.

C'est-à-dire que, en considérant par exemple le soleil à l'équinoxe, ce qui est sa position moyenne, et en admettant, pour fixer les idées, que les ondes hertziennes solaires n'aient plus, lorsqu'elles arrivent au voisinage de la terre, qu'une intensité égale à celle des ondes produites artificiellement dans les récentes expériences de Marconi (et ceci est certainement bien au-dessous de la vérité, étant donné la violence extraordinaire des mouvements éruptifs de la photosphère où se produisent les décharges électriques engendrant ces ondes), il s'ensuit que ces ondes solaires à minuit (et *a fortiori* plus tôt ou plus tard dans la nuit) ont dans les hautes couches de l'atmosphère, et toutes choses égales d'ailleurs, une intensité qui serait sensible à nos appareils, et cela dans toutes les régions situées à moins de 30° du pôle, c'est-à-dire dans celles précisément où l'on observe ordinairement les Aurores Boréales.

En résumé : *les ondes hertziennes émanées du soleil pénètrent dans l'ombre géométrique de la terre en suivant la courbure de la couche conductrice de l'atmosphère ; elles pénètrent dans toute la portion de*

*l'atmosphère plongée dans la nuit au-dessus des régions où on observe des Aurores Boréales.*

Il est d'ailleurs évident que l'intensité des ondes hertziennes solaires, qui parviennent la nuit en un point de l'atmosphère, est d'autant plus grande que le soleil est moins bas au-dessous de l'horizon, c'est-à-dire que sa distance zénithale Z est plus petite en ce lieu.

Or la distance zénithale d'un astre d'angle horaire H et la distance polaire $\mathfrak{P}$, en un lieu de colatitude $\lambda$, est donnée par la formule fondamentale de l'astronomie sphérique :

$$\cos Z = \cos \mathfrak{P} \cos \lambda + \sin \mathfrak{P} \sin \lambda \cos H.$$

Si on donne à $\mathfrak{P}$ la valeur moyenne de la distance polaire du soleil, $\mathfrak{P} = 90°$, cette formule se réduit à :

$$\cos Z = \sin \lambda \cos H.$$

On peut tirer de cette formule une conséquence remarquable : Pour une valeur donnée de H, c'est-à-dire à une heure donnée, cos Z varie comme sin $\lambda$, c'est-à-dire comme le cosinus de la latitude; comme d'ailleurs cos H est négatif pendant la nuit, il s'ensuit que l'intensité des ondes hertziennes solaires, qui parviennent dans l'atmosphère supérieure, augmente à mesure qu'on s'élève en latitude. C'est-à-dire qu'à une heure quelconque et toutes choses égales d'ailleurs, *la fréquence des Aurores Boréales doit augmenter à mesure qu'on se rapproche des pôles.* Nous retrouvons ainsi le résultat auquel nous avions déjà été amené par des considérations entièrement différentes.

De ce qui précède il résulte que la période diurne apparente des Aurores Boréales devrait être caractérisée par un minimum au milieu de la nuit, et par deux maxima, l'un au commencement, l'autre à la fin de la nuit, si la production des Aurores Boréales, en un point de l'atmosphère et à un moment donnés, était proportionnelle UNIQUEMENT à l'intensité des ondes hertziennes solaires qui, à ce moment, y pénètrent.

Or il n'en est rien, et la production des Aurores Boréales dépend concurremment d'un autre facteur non moins important :

*B.* Depuis longtemps l'expérience a montré que le passage de l'électricité dans un gaz raréfié et les phénomènes lumineux connexes dépendent d'une certaine *excitabilité* du gaz, extrêmement

variable dans des conditions données de température et de pression. Tandis qu'en général le passage de l'électricité dans un tube à gaz raréfié ne commence à se produire qu'avec des différences de potentiel de plusieurs centaines de volts au moins, Hittorf a reconnu, en 1879 (1), qu'un gaz raréfié parcouru par un courant électrique auxiliaire devient apte à en conduire en même temps un autre dont la force électromotrice peut être aussi faible qu'on veut. Ce résultat a été expérimentalement confirmé et étendu par Hertz (2), Schuster (3), Arrhénius (4) et, en ce qui concerne les ondes hertziennes, par MM. Wiedmann et Ebert; je parlerai tout à l'heure de ces dernières expériences.

Les recherches récentes sur l' « ionisation » ont permis d'expliquer et de préciser les causes de ce phénomène. Je rappelle que les recherches ont établi (5) : 1° que, si un tube à gaz raréfié s'illumine plus difficilement pour une première décharge que pour celles qui la suivent, cela tient à ce que les *ions* produits au sein du gaz par la première décharge y subsistent un certain temps, et favorisent les décharges ultérieures; 2° que l'illumination d'un gaz raréfié par une excitation électrique d'une énergie donnée est d'autant plus intense, toutes choses égales d'ailleurs, que le nombre des ions qui préexistaient dans le gaz est plus grand; 3° que, étant donnés des ions produits dans un tube à gaz raréfié par une source d'ionisation qui a cessé d'agir, le nombre de ces ions diminue progressivement avec le temps, d'une part par suite de l'effet de la « recombinaison » des ions de signes contraires, d'autre part par l'effet de la « diffusion » des ions sur les électrodes.

On voit immédiatement que ces résultats expliquent le mécanisme du phénomène observé par Hittorf; ils permettent de même de saisir la cause des faits observés par MM. Wiedmann et Ebert, notamment dans l'expérience suivante : un tube à gaz raréfié a ses électrodes réunies aux pôles d'une machine électrique, et il est soumis en même temps à des oscillations hertziennes; l'intensité de celles-ci est assez faible pour que le tube ne soit pas illuminé, s'il n'a pas été traversé depuis longtemps par le courant de la machine; si, à

(1) *Wied. Ann.*, t. VII, p. 553 et 614.
(2) *Wied. Ann.*, t. XIX, p. 782 et 813; 1883.
(3) *Proceed. R. S.*, t. XLII, p. 371; 1887.
(4) *Wied. Ann.*, t. XXXII, p. 545; 1887.
(5) Pour plus de détails sur ces recherches, je renvoie à l'exposé remarquable qui en est fait dans la thèse de M. Langevin, *Recherches sur les gaz ionisés*.

l'aide de celle-ci, on fait passer une décharge dans ce tube, les mêmes ondes hertziennes qui, auparavant, ne produisaient pas la moindre luminescence dans ce tube, l'illuminent alors brillamment et encore pendant longtemps après que la décharge auxiliaire a cessé (1).

L' « excitabilité » produite dans le tube est due aux ions engendrés par la décharge et diminue en même temps que le nombre de ces ions, par suite de leur « recombinaison » et de leur « diffusion » vers les électrodes. Le calcul et l'expérience ont d'ailleurs montré (2) que, dans le cas de tubes de dimensions moyennes, comme celui employé par Ebert et Wiedmann, dans lesquels la pression n'est qu'une petite fraction de la pression atmosphérique, la diminution par recombinaison est petite par rapport à la perte par diffusion. La diffusion donne en effet aux ions une vitesse qui, à la pression atmosphérique, est de l'ordre de 1 centimètre par seconde (3) ; le coefficient de diffusion étant inversement proportionnel à la pression (4), et celle-ci, dans le tube de Ebert et Wiedmann, étant de l'ordre de $\frac{1}{1000}$ d'atmosphère, la vitesse due à la diffusion est ici de l'ordre de 10 mètres par seconde, et l'on conçoit dans ces conditions que, dans un tube de quelques centimètres, la plupart des ions se soient portés sur les électrodes et les parois au bout d'un temps très court en leur cédant leur charge.

Mais il n'en est plus de même dans le cas d'un gaz occupant un espace très grand, ce qui est le cas de l'atmosphère supérieure ; la diminution du nombre des ions due à la diffusion est alors sensiblement nulle, et ce nombre ne diminue que par suite de la recombinaison. — Or l'expérience a montré que les rayons violets et ultra-violets sont des agents d'ionisation très intenses ; l'atmosphère supérieure doit donc être ionisée intensément par le rayonnement solaire pendant le jour ; l'expérience a montré également que le nombre des ions produits par les ionisations les plus intenses ne dépasse guère environ $10^6$ par centimètre cube.

L'expérience et la théorie des ions ont établi que le nombre des ions présents par unité de volume de gaz, $n$, est lié au temps $t$ et à

---

(1) *Wied. Ann.*, LXIV, p. 258.
(2) Langevin, *loc. cit.*, passim.
(3) Langevin, p. 53.
(4) Langevin, p. 170.

un *coefficient de recombinaison* $\alpha$ par la formule :

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2,$$

d'où, en intégrant :

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \alpha t,$$

$n_0$ étant le nombre des ions à l'origine du temps $t$. Supposons, pour fixer les idées, qu'au moment du coucher du soleil le nombre des ions en un point de l'atmosphère est égal à sa valeur $n_0 = 10^6$; les mesures de Langevin ont indiqué que

$$\alpha = 3400 \times 7 \,.\, 10^{-10} \times p$$

en unités C. G. S. électrostatiques, $p$ étant la pression exprimée en atmosphères, c'est-à-dire qu'à une hauteur d'environ 50 kilomètres, qui correspond à la hauteur moyenne des Aurores Boréales, et où la pression est d'environ $\frac{1}{1000}$ d'atmosphère, on a :

$$\alpha = 3{,}4 \times 7 \,.\, 10^{-10},$$

et, comme l'ionisation par les rayons solaires ne se produit plus d'une manière appréciable après le coucher du soleil, on a, un temps $t$ après ce coucher, $\frac{1}{n_0}$ étant négligeable, comme il est facile de le voir, sensiblement

$$n = \frac{1}{\alpha t} = \frac{10^9}{2{,}4 \times t}.$$

Si $t = 1$ heure $= 3600$,

$$n = \frac{10^6}{8}.$$

Donc, au bout d'une heure, le nombre des ions est encore égal à $\frac{1}{8}$ de sa valeur *maxima;* au bout de deux heures, à une quantité deux fois plus petite; et ainsi de suite à mesure qu'on s'avance dans la nuit et jusqu'au matin. En supposant la nuit égale à douze heures, le nombre des ions présent en un point de l'atmosphère est donc plus de 10 fois plus grand une heure après le coucher du soleil qu'une heure avant son lever. Or l'expérience a montré que l'excita-

bilité des gaz raréfiés par les ondes hertziennes est d'autant plus grande qu'ils sont plus fortement ionisés. *La période diurne de la fréquence des Aurores Boréales doit donc être caractérisée par un maximum dans les premières heures de la soirée, et ensuite par une diminution de l'intensité et du nombre des Aurores, à mesure qu'on s'avance dans la nuit et jusqu'au matin.*

C'est en effet ce que l'observation a établi.

L'observation a également montré que la diminution de la fréquence des Aurores est surtout rapide pendant la première partie de la nuit (¹); pendant la seconde partie, elle est moins rapide et beaucoup moins nette. Ceci encore, notre théorie permettait de le prévoir; nous avons établi en effet ci-dessus (voir § A) que l'amplitude des ondes hertziennes solaires qui parviennent en un point donné de l'atmosphère est un peu plus grande au commencement et à la fin de la nuit qu'à minuit (cette différence étant d'ailleurs d'autant plus faible qu'on est plus près du pôle); *cette circonstance doit donc accentuer la diminution rapide du nombre des Aurores Boréales entre le coucher du soleil et minuit; et, au contraire, elle tend à annuler cette diminution de la fréquence dans la seconde partie de la nuit.*

C'est précisément ce qui a été observé.

La période apparente de la fréquence diurne des Aurores dépend de la *visibilité* des phénomènes; le jour, les Aurores sont invisibles par suite de la clarté du ciel, et on ne peut guère les percevoir avant la fin du crépuscule. D'après ma conception, *le maximum réel (et non observable) de leur période diurne doit tomber un peu après le milieu du jour.* Or le seul essai de correction d'après la clarté du ciel qui ait été fait par Carlheim-Gyllenskiold, d'après les observations exécutées par lui au Spitzberg (au cap Thordsen), et qui, non corrigées, donnaient un maximum vers huit heures du soir, l'ont conduit, en effet, en introduisant une correction de clarté, à un maximum réel vers deux heures du soir.

Comme la durée du crépuscule augmente à mesure qu'on s'élève en latitude, il s'ensuit qu'*à mesure qu'on s'approche du pôle le maximum apparent de la période diurne doit avoir lieu plus tard dans la soirée.* C'est précisément ce qu'on a constaté : dans l'Europe moyenne (50° lat. N.), le maximum diurne s'observe vers 9 heures du soir; plus au nord, comme à Christiania et Upsal (60° lat. N.), entre 9ʰ 30

(¹) Fritz, *Das Polarlicht*, Leipzig, p. 102.

et 10 heures, et à Bossekop (70° lat. N.), vers 10h 30. De même, en Amérique, on a observé que le maximum se présente environ deux heures plus tard dans les contrées polaires que dans les latitudes moyennes (40° à 50° N.).

*Période annuelle.* — Nous avons vu ci-dessus que le seul essai d'explication de cette période qui, à notre connaissance, ait été proposé, celui d'Arrhénius, ne peut pas être considéré comme satisfaisant. Je rappelle que cette variation annuelle de la fréquence des Aurores consiste en une double périodicité, de telle sorte que les maxima ont lieu aux équinoxes et les minima aux solstices.

Les raisonnements suivants me paraissent de nature à résoudre cette question. Ils sont indépendants de toute hypothèse sur la production et la nature des Aurores Boréales; ils s'appuient uniquement sur ce fait, établi expérimentalement par l'observation de la variation diurne, que les Aurores se produisent avec d'autant plus d'intensité que l'atmosphère a été soustraite depuis moins longtemps à l'action des rayons solaires (nous venons de voir d'ailleurs comment ce caractère de la période diurne découle immédiatement de notre conception).

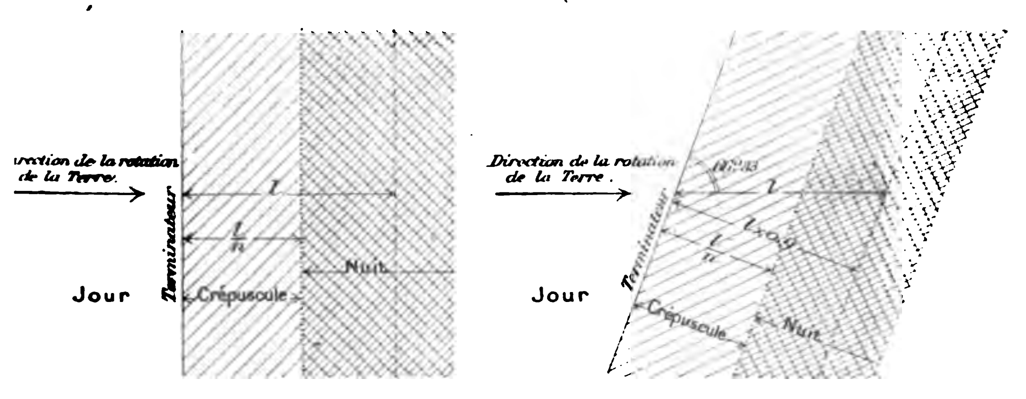



Fig. 4.

Au moment des équinoxes, le grand cercle terrestre qui sépare le jour de la nuit est perpendiculaire à l'équateur (*fig.* 4), c'est-à-dire à la direction du mouvement de rotation de la terre; au moment des solstices, ce cercle terminateur est incliné sur l'équateur de $90° - 23° 27' = 66° 33'$. Donc la position de l'atmosphère isolée qui, par suite de la rotation de la terre, passe dans un temps donné $t$ du

jour à la nuit, c'est-à-dire d'un côté à l'autre du terminateur, occupe le long de celui-ci une surface dont la largeur, au moment des équinoxes, est $l$, et au moment des solstices :

$$l \times \sin 66^\circ 33' = l \times 0,9$$

($l$ étant l'arc dont tourne la terre dans le temps $t$). Toutes choses égales d'ailleurs, on doit donc observer dix Aurores aux équinoxes. pendant qu'on en observe neuf au solstice.

D'autre part, l'effet du crépuscule est, comme on le voit facilement, d'augmenter encore cette différence. En effet, pendant le crépuscule, qui règne dans une portion de l'atmosphère occupant le long du terminateur une largeur que nous désignerons par $n$, les Aurores ne sont pas visibles, par suite de l'éclairement encore trop grand de l'atmosphère, et, d'autre part, l'action du soleil sur la production des Aurores ne se manifeste plus qu'avec une intensité que nous pouvons, pour simplifier, considérer comme négligeable. Donc, si $l$ est la largeur, comptée à partir du terminateur, de la portion d'atmosphère dans laquelle le plus grand nombre des Aurores se produit après le coucher du soleil (le nombre des Aurores produit dans les portions plongées davantage dans la nuit étant négligeable par rapport à celui-ci), on voit que, par suite de l'effet du crépuscule, le rapport des nombres des Aurores au solstice et à l'équinoxe est environ :

$$r = \frac{l \times 0,9 - \frac{l}{n}}{l - \frac{l}{n}}.$$

Ce rapport est plus petit que $\frac{l \times 0,9}{l}$. Si, pour fixer les idées, on fait, par exemple, $n = 2$, on trouve $r = \frac{8}{10}$. Il y aura donc huit Aurores au solstice pendant qu'on en observe dix à l'équinoxe. Or tel est précisément l'ordre de grandeur des différences observées.

Ce calcul n'est qu'approximatif. Pour le faire avec plus de rigueur, il faudrait tenir compte de ce que : 1° le nombre des Aurores produites après le coucher du soleil croît moins vite que le temps compté à partir de la même origine (c'est-à-dire qu'il s'en produit davantage pendant la première heure que pendant la suivante) ; 2° le temps $\tau$

écoulé entre le coucher du soleil et la fin du crépuscule est plus petit à l'équinoxe qu'au solstice. On trouve alors pour $r$ une valeur encore plus petite que celle écrite ci-dessus, c'est-à-dire que la différence des fréquences des Aurores aux deux époques est encore augmentée.

De la formule précédente, un autre fait se dégage : on voit que plus $n$ est petit et voisin de l'unité (c'est-à-dire plus la durée du crépuscule augmente, ce qui a lieu à mesure qu'on s'élève en latitude), plus la valeur de $r$ est faible, toutes choses égales d'ailleurs. Ce qui signifie qu'*à mesure qu'on s'élève en latitude* (et en ne considérant toujours que les latitudes moyennes), *la différence entre les nombres des Aurores à l'équinoxe et au solstice devient plus grande*. C'est effectivement ce qui ressort des nombres publiés dans le catalogue de Fritz (*loc. cit.*) et d'où résulte qu'en Italie, par exemple, la différence entre les nombres des Aurores aux équinoxes et aux solstices est moins grande que dans les régions plus septentrionales.

Pour faire le calcul précédent, nous avons considéré, pour simplifier, que le nombre des Aurores observées dans les régions plongées plus avant dans la nuit que la bande $l$ de la figure précédente, est négligeable. *Mais ce nombre n'est pas nul* (car l'observation a montré, et nous l'avons établi théoriquement à propos de la période *diurne*, qu'il peut se produire des Aurores à toute heure de la nuit). Il s'ensuit que le rapport $r$ écrit ci-dessus indique le rapport des nombres d'Aurores observées aux équinoxes et aux solstices *par heure*, mais non pas la valeur de ce rapport *par nuit* qui est différente, les nuits n'ayant pas la même durée en toute saison. Il s'ensuit que, puisque la nuit contient un nombre d'heures plus grand en hiver qu'aux équinoxes, et aux équinoxes qu'en été, *on doit observer un nombre total d'Aurores plus grand en hiver qu'en été, et la différence entre les nombres des Aurores en été et aux équinoxes doit être augmentée par cette circonstance ; la différence de ces nombres entre l'hiver et les équinoxes doit être au contraire diminuée* (dans notre hémisphère).

C'est effectivement et point pour point ce qui ressort des catalogues, et notamment de celui de Fritz.

L'inverse doit avoir lieu dans l'hémisphère Sud. Malheureusement les données relatives à cet hémisphère sont encore trop peu nombreuses pour pouvoir le vérifier.

Mais les raisonnements que je viens de faire ne s'appliquent qu'aux latitudes moyennes, aux stations situées entre le cercle polaire et

l'équateur. Il est facile de voir que le caractère de la période annuelle doit progressivement se modifier quand on a dépassé le cercle polaire. On sait en effet que l'atmosphère est encore éclairée par le crépuscule tant que le soleil n'est pas descendu à 18° au-dessous de l'horizon (1). Comme, au moment des équinoxes, la distance zénithale du soleil au pôle est 90°, il s'ensuit que la nuit est remplacée alors par un crépuscule de douze heures sur toute la région qui s'étend du pôle à 90° — 18° = 72° de latitude nord ; c'est-à-dire que, dans cette région, la plupart des Aurores qui se produisent au moment des équinoxes doivent rester invisibles par suite de la clarté du ciel. Au contraire, lors du solstice d'hiver, la nuit *complète* règne pendant près de vingt-quatre heures dans cette région, et les conditions de visibilité des Aurores sont extrêmement favorables. En été naturellement les Aurores deviennent totalement invisibles. Il s'ensuit que, dans les régions polaires situées *au-dessus de 72° environ de latitude nord, on doit observer le maximum de fréquence des Aurores au solstice d'hiver et le minimum aux équinoxes.* C'est effectivement ce que l'observation a démontré depuis longtemps (voir ci-dessus). Ainsi, tandis qu'on observe encore les deux maxima des équinoxes et le minimum d'hiver à Saint-Pétersbourg, Abo, Stockholm, Christiana, au contraire, à Hammerfest, au nord de la Norvège (72° de lat. nord), il n'y a déjà plus qu'un maximum au solstice d'hiver (2).

*Période undécennale.* — Quant à la période undécennale des Aurores Boréales, qui, jusqu'à ces dernières années, avait paru comme la plus mystérieuse, elle paraît due à ce que, comme nous l'avons montré, l'intensité des ondes hertziennes émises par le soleil doit être beaucoup plus grande lors des maxima de l'activité solaire. Il doit s'ensuivre, comme on l'a en effet depuis longtemps constaté, que les maxima et les minima de la fréquence des Aurores Boréales coïncident respectivement avec ceux de la période des taches solaires. Cette conception explique également pourquoi on ne doit pas observer pour la fréquence des perturbations magnétiques et des Aurores de période égale à la durée de rotation du soleil ; les radiations hertziennes engendrées dans les décharges électriques d'un point quelconque du disque solaire se propagent, en effet, également dans toutes les directions à partir de ce point.

(1) Wolf, *Astronomie et Géodésie*, p. 144.
(2) Angot, *loc. cit.*, p. 27.

7° Relations des Aurores Boréales avec les perturbations magnétiques. — J'ai montré (1) comment les variations de l'intensité des ondes hertziennes solaires, en augmentant la conductibilité des hautes couches de l'atmosphère, pouvaient, quand ces couches étaient animées de mouvements rapides, qui, par suite de l'induction par le champ magnétique terrestre, y produisent des forces électromotrices d'induction, y engendrer des courants électriques capables de perturber les aiguilles aimantées. La luminescence produite dans un gaz raréfié par les ondes hertziennes n'est en effet accompagnée de la production de courants voltaïques qu'autant que des forces électromotrices préexistaient dans ce gaz. *Et on conçoit dans ces conditions que la production des Aurores Boréales ne soit pas nécessairement accompagnée de perturbations magnétiques*, et qu'on observe fréquemment des Aurores Boréales très brillantes sans perturbation magnétique notable.

Ainsi s'explique ce fait remarquable révélé par l'observation que, tout en présentant dans leur fréquence moyenne la même période undécennale, puisque l'une et l'autre sont engendrées par les ondes hertziennes solaires, ces deux ordres de phénomènes soient fréquemment indépendants dans leurs manifestations isolées; car les perturbations magnétiques dépendent en même temps d'un facteur terrestre variable : l'induction par la terre aux divers points de l'atmosphère.

Comme je l'ai rappelé au début de cet article, l'expérience a montré que deux catégories particulières d'Aurores Boréales sont assez souvent accompagnées de perturbations de l'aiguille aimantée : d'une part, les grandes Aurores des latitudes moyennes, qui s'étendent fréquemment sur une bonne partie de la surface du globe; d'autre part, parmi les Aurores limitées et d'un caractère local des régions polaires, celles qui sont animées de mouvements rapides. Il semble que ma conception explique aisément ces faits :

1° Nous avons vu que les Aurores Boréales *étendues* des latitudes moyennes se produisent quand, par suite des perturbations particulières violentes de la surface solaire, l'intensité des ondes hertziennes solaires étant notablement augmentée, elles peuvent pénétrer dans des couches de l'atmosphère plus basses que dans les conditions normales. On conçoit alors que, la conductibilité étant soudainement

(1) *J. de Phys.*, 4e série, p. 97-120 ; 1904.

rendue très grande dans ces couches atmosphériques où elle est d'ordinaire nulle, et cela *sur toute la surface du globe*, il doive s'ensuivre, partout où cette portion de l'atmosphère est animée de mouvements rapides, des courants électriques subits et intenses perturbant les aiguilles aimantées sur toute la terre.

2° En ce qui concerne les Aurores ordinaires des régions polaires, qui ont une très faible étendue et un caractère local, *elles seront accompagnées de perturbations magnétiques notables chaque fois qu'elles se produiront dans une région de l'atmosphère animée de mouvements rapides*. Et effectivement (voir ci-dessus) l'expérience a montré que les Aurores même peu brillantes à mouvements rapides sont accompagnées de perturbations relativement importantes de l'aiguille aimantée et que celle-ci reste au contraire calme pendant les Aurores tranquilles, fussent-elles même très brillantes.

Ici donc encore tous les faits d'observation, et ceux précisément qui avaient semblé jusqu'ici les plus déconcertants, découlent immédiatement de ma théorie.

J'ai tenu dans cette communication à ne laisser de côté la discussion d'aucun des faits caractéristiques révélés par l'observation continue des Aurores Boréales. Peut-être paraîtra-t-il que les considérations développées ici éclaircissent assez simplement quelques points de la théorie de ces phénomènes.

---

## ENTRAINEMENT PARTIEL DES ONDES LUMINEUSES; TERMES COMPLÉMENTAIRES A AJOUTER AUX ÉQUATIONS DE HERTZ POUR EXPLIQUER CE PHÉNOMÈNE;

Par M. E. MATHY.

Les équations fondamentales de Hertz dans la théorie *Électrodynamique des corps en mouvement* sont :

$$\text{I}\quad\left\{\begin{aligned}\frac{d\mu\alpha}{dt}-[\mu\alpha]&=\frac{dQ}{dz}-\frac{dR}{dy}\\ \frac{d\mu\beta}{dt}-[\mu\beta]&=\frac{dR}{dx}-\frac{dP}{dz}\\ \frac{d\mu\gamma}{dt}-[\mu\gamma]&=\frac{dP}{dy}-\frac{dQ}{dx}\end{aligned}\right.\qquad \text{II}\quad\left\{\begin{aligned}\frac{d\,.\,KP}{dt}-[KP]&=\frac{d\gamma}{dy}-\frac{d\beta}{dx}\\ \frac{d\,.\,KQ}{dt}-[KQ]&=\frac{d\alpha}{dz}-\frac{d\gamma}{dx}\\ \frac{d\,.\,KR}{dt}-[KR]&=\frac{d\beta}{dx}-\frac{d\alpha}{dy}.\end{aligned}\right.$$

Ces équations ne peuvent rendre compte de « l'entraînement par-

tiel des ondes lumineuses », phénomène mis en évidence par l'expérience de Fizeau.

Les termes complémentaires $[\mu\alpha]$, ..., $[KP]$, ... des premiers membres proviennent du mouvement de la surface à travers laquelle se produit la variation du flux soit magnétique, soit électrique.

Les seconds membres ont la même forme que dans la théorie « électrodynamique des corps en repos ». Cependant, si la surface se déplace, le circuit doit suivre son mouvement ; le chemin le long duquel on intègre peut à la rigueur conserver un contour de longueur invariable ; mais le vecteur fonction de la position où il est estimé n'a certainement pas toujours la même valeur que si le contour était resté fixe ; l'intégrale se prend une seule fois le long du contour, mais dans quelle position ? Comme on l'ignore, il sera impossible de suivre la méthode ordinaire pour obtenir sa variation.

D'un autre côté, l'intégrale de ligne a été remplacée par une intégrale de surface à l'aide du théorème de Stokes. Le raisonnement doit se faire pour l'intégrale de ligne.

Il s'agit de rechercher la variation de cette intégrale : à cet effet, on doit, me semble-t-il, tenir compte : 1° de la vitesse du mouvement du circuit ; 2° de la nature de la matière qui entraîne le circuit.

Comme la vitesse de la matière est très petite par rapport à celle de la lumière, on admet que la variation du vecteur est fonction des composantes au premier degré de la vitesse de la matière $(\xi, \mu, \zeta)$. Désignant par A le coefficient de seconde espèce pour l'électricité et B pour le magnétisme, on pourrait passer de l'intégrale de ligne, celle-ci étant d'abord fixe, au cas où elle est partiellement entraînée par la matière, en multipliant le premier résultat par $1 + A(\xi + \eta + \zeta)$ pour le vecteur électrique et par $1 + B(\xi + \eta + \zeta)$ pour le vecteur magnétique. A, B, $\xi$, $\eta$, $\zeta$ sont indépendants de la longueur du chemin d'intégration. Les groupes (I) et (II) s'écriraient alors :

$$(\mathrm{I}') \quad \begin{cases} \dfrac{d\mu\alpha}{dt} - [\mu\alpha] = \left(\dfrac{dQ}{dz} - \dfrac{dR}{dy}\right)[1 + A(\xi + \eta + \zeta)] \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots \end{cases}$$

$$(\mathrm{II}') \quad \begin{cases} \dfrac{d(KP)}{dt} - [KP] = \left(\dfrac{d\gamma}{dy} - \dfrac{d\beta}{dx}\right)[1 + B(\xi + \eta + \zeta)] \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots \end{cases}$$

On peut déterminer A et B en appliquant ces équations à un cas

précis, choisir celui qui est indiqué dans : *Cours de physique mathématique. Électricité et Optique*, de M. H. Poincaré, page 391.

Soient donc l'onde perpendiculaire à l'axe des $x$ et le plan de polarisation perpendiculaire à l'axe des $z$ ; alors toutes les quantités s'annulent excepté $\beta$ et R qui sont fonctions de $x$ et $t$. Les équations I' et II'' se réduisent, en supposant $\mu = 1$, puisqu'il s'agit de milieux transparents, à

$$(1) \quad \begin{cases} \frac{d\beta}{dt} + \xi \frac{d\beta}{dx} = \frac{dR}{dx}(1 + A\xi) \\ K\left(\frac{dR}{dt} + \xi \frac{dR}{dx}\right) = \frac{d\beta}{dx}(1 + B\xi). \end{cases}$$

Si V désigne la vitesse des ondes, on a

$$(2) \quad \begin{cases} \beta = \psi(x - Vt) \\ R = \varphi(x - Vt) \end{cases}$$

D'où

$$(3) \quad \begin{cases} \frac{d\beta}{dx} = \psi' \\ \frac{d\beta}{dt} = -V\psi' \end{cases} \qquad \begin{cases} \frac{dR}{dx} = \varphi' \\ \frac{dR}{dt} = -V\varphi' \end{cases}$$

en représentant par $\psi'$ et $\varphi'$ les dérivées de $\psi\,(x - Vt)$ et de $\varphi\,(x - Vt)$.

En remplaçant dans 1, on a

$$\begin{cases} -\psi' . (V - \xi) = \varphi' . (1 + A\xi) \\ -K . \varphi' . (V - \xi) = \psi' . (1 + B\xi) \end{cases}$$

On en conclut :

$$K(V - \xi)^2 = (1 + A\xi)(1 + B\xi).$$

Puisque $\xi$ est très petit par rapport à V, on peut écrire

$$V = \frac{1}{\sqrt{K}} \sqrt{(1 + A\xi)(1 + B\xi)} \quad \text{ou} \quad = \frac{1}{\sqrt{K}}\left(1 + \frac{A + B}{2}\xi\right).$$

Cette expression coïnciderait avec les vues de Fresnel si

$$\frac{A + B}{2} = \frac{K - K_0}{\sqrt{K}}.$$

Pour cela

$$(4) \quad \begin{cases} A = 2\sqrt{K} \\ B = -\frac{2\sqrt{K_0}}{n}. \end{cases}$$

L'intégrale de ligne de la force électrique serait donc augmentée dans le rapport de 1 à $1 + 2\sqrt{K}$, et l'intégrale de ligne de la force magnétique aurait varié dans le rapport de 1 à $1 - \frac{2}{n}\sqrt{K_0}$, dans le cas de l'entraînement partiel des ondes.

Si ces hypothèses sont admissibles, les équations de Hertz ainsi modifiées rendent compte de ce phénomène.

---

## DRUD'ES ANNALEN DER PHYSIK;

T. XII, n$^{os}$ 2, 3 et 4; 1903.

O. LEHMANN. — Plastische, fliessende und flüssige Krystalle; erzwungene und spontane Homöotropie desselben (Cristaux plastiques, fluides et liquides; leur homéotropie forcée et leur homéotropie spontanée). — P. 311 à 342.

Le premier exemple d'une masse cristalline, possédant une si grande plasticité qu'elle a été considérée en général comme liquide, a été présenté par l'iodure d'argent, qui, de la forme ordinaire hexagonale obtenue quand on le chauffe au-dessus de 146°, se transforme à 450° en un véritable liquide. Par refroidissement du corps fondu au-dessous de 450°, on obtient un joli squelette cristallin formé d'arêtes arrondies qui rappelle l'état du squelette bien connu de sel ammoniac. Un fait analogue a été observé par Reinitzer avec le benzoate de cholestéryne. D'après l'auteur, on ne se trouve pas en présence de cristaux liquides, mais d'une matière très plastique.

L'auteur étudie également sur l'oléate d'ammonium l'influence de la traction et de la pression sur l'orientation des molécules anisotropes. Il donne à ce phénomène le nom d'homéotropie, et distingue l'homéotropie forcée qui résulte d'actions extérieures de l'homéotropie spontanée qui résulte de la tension superficielle et des actions résultant du mouvement de la chaleur.

L'auteur termine ce mémoire rempli de faits intéressants par la conclusion suivante :

Il n'y a pas de polymorphisme et d'amorphisme dans le sens que donne à ces mots la théorie exposée dans tous les ouvrages : ce n'est pas le mode d'agrégation des molécules qui détermine les pro-

priétés d'une substance, mais leur constitution. Il est donc néces saire d'énoncer les propositions suivantes :

Aucune substance ne peut présenter plusieurs modifications polymorphes ; aucune substance ne possède une modification cristalline et une amorphe; aucune substance ne possède trois états d'agrégation. Toutes les modifications ainsi dénommées diffèrent par la constitution de leurs molécules.

L. Marchis.

Zemplén GYOZO. — Ueber die Anwendung der mechanischen Principe auf reibende Bewegungen (Sur l'application des principes de la mécanique aux mouvements accompagnés de frottement). — P. 356-372.

U. BEHN und F. KIEBITZ. — Eine indirekte Methode zur Bestimmung der Temperatur von Bädern flüssiger Luft (Une méthode indirecte pour la détermination de la température des bains d'air liquide). — P. 421-429.

Le poids spécifique des mélanges d'azote et d'air liquide varie de 0,791 à 1,131 quand la température ne varie que de 13,3, c'est-à-dire de — 195,7 à — 182,4. En mesurant le poids spécifique de l'air liquide, on pourra donc déterminer sa température avec une exactitude suffisante. Une telle mesure est actuellement d'un usage facile par l'emploi des flotteurs. Si on opère sur des liquides de grande viscosité, cette méthode ne peut donner de bons résultats; mais elle est très exacte avec les gaz liquéfiés, c'est-à-dire avec les liquides au voisinage de leur température critique, à cause du léger frottement de ces liquides sur les parois solides. Les auteurs indiquent minutieusement les précautions à prendre dans l'emploi de ces flotteurs.

L. Marchis.

U. BEHN. — Berichtigung zu meiner Arbeit « Ueber die Sublimationswärme der Kohlensäure und die Verdampfungs wärme der Luft » (Rectification à mon travail « sur la chaleur de sublimation de l'acide carbonique et la chaleur de vaporisation de l'air ». — P. 669-671.

M. TŒPLER. — Ueber Beobachtungen von Kurz dauernden, Luftdruckschwankungen (Windwogen) (Sur les observations des oscillations rapides de la pression de l'air, vagues atmosphériques). — P. 787-805.

L'auteur a appliqué l'enregistrement photographique à l'appareil décrit dans un mémoire précédent [1]. L. Marchis.

[1] Cf. *J. de Phys.*, 3e série, p. 319 et 320; 1896.

EDUARD RIECKE. — Ueber nahe zu gesättigten Strom in einem von zwei konzentrischen Kugeldn begrenzten Luftraume (Sur un courant à peu près saturé dans un espace d'air limité par deux sphères concentriques). — P. 814-817.

EDUARD RIECKE. — Ueber näherungsweise gesättigte Ströme zwischen planparallelen Platten (Sur les courants sensiblement saturés entre deux plans parallèles). — P. 820-828.

Mémoires de physique mathématique sur la propagation de l'électricité au moyen des ions.

L. MARCHIS.

F. von LERCH. — Ueber die induzierte Thoraktivität (Radioactivité induite par les composés du thorium). — P. 745-767.

Les lames métalliques sont soumises à l'action des radiations émises par de l'oxyde ou de l'hydrate de thorium. On mesure ensuite leur radioactivité par la méthode électrique, à l'aide d'un électromètre de Dolezalek simplifié, et on suit la décroissance de cette activité avec le temps.

La loi de décroissance varie fort peu avec la substance étudiée. Si l'exposition a duré quelques heures seulement, on constate d'abord un relèvement de l'activité.

Si l'exposition a été plus longue, ce relèvement disparaît.

Si on dissout le métal activé et le précipite ensuite de sa dissolution, le précipité est plus ou moins actif, toujours moins d'ailleurs que le métal primitif, ce qui tient à l'absorption interne, plus grande dans le précipité.

La radioactivité des précipités décroît avec le temps, suivant la même loi que celle du métal activé.

On peut faire perdre tout ou partie de son activité au métal en lavant sa surface avec des acides, des alcalis ou divers sels. La déperdition est encore plus rapide et plus complète quand on chauffe le métal. Mais l'activité n'est pas détruite, elle se condense sur les parois du récipient.

Si on ajoute à une dissolution d'un sel métallique inactive de la dissolution d'un métal activé, la première est activée à son tour, et aussi les précipités qu'on en retire.

En électrolysant une dissolution rendue active, on trouve que la

cathode devient active : de même le précipité obtenu dans la dissolution qu'entoure la cathode. Dans certains cas, l'anode s'active aussi, quand l'anion s'y combine.

Les métaux Cu, Sn, Pb, Ni, Fe, Cd, Zn, Mg, Al, deviennent actifs quand on les plonge dans une dissolution active; les métaux Pt, Pd, Ag, demeurent inactifs.

L'activité se comporte donc comme un métal qui se placerait au point de vue chimique entre Ag et Cu. Il semble d'ailleurs qu'elle se compose de deux parties, l'une qui serait précipitée par le cuivre et se perdrait suivant une loi exponentielle, beaucoup plus rapide que l'autre. Cette dernière ne serait pas précipitée par le cuivre, elle est séparée de la dissolution par la même force électromotrice que l'hydrogène; l'autre exige 1/10 de volt en plus.

L'auteur conclut à la matérialité de l'activité induite.

M. Lamotte.

**Fr. WITTMANN. — Untersuchung und objektive Darstellung der Ladungs- und Entladungsströme von Kondensatoren (Courants de charge et de décharge des condensateurs : leur étude et leur représentation objective). — P. 805-811.**

Le faisceau lumineux réfléchi sur le miroir de l'oscillographe est reçu sur un miroir tournant, dont le mouvement est solidaire de celui du commutateur.

On peut projeter ainsi simultanément sur un écran les courbes qui représentent le courant de charge et celui de décharge.

M. Lamotte.

**G. SCHULZE. — Ueber den Spannungsverlust im elektrischen Lichtbogen (Sur la chute de potentiel dans l'arc électrique). — P. 828-839.**

Soient :

E, la chute de potentiel totale dans l'arc;
$e_a$, cette chute entre l'anode et le gaz;
$e_c$, — le gaz et la cathode;
$e = e_a + e_c$;
$l$, la longueur de l'arc;
$i$, l'intensité du courant.

Les métaux peu fusibles sont utilisés sous forme d'électrodes massives : les métaux fusibles sont déposés dans une cavité creusée dans

une électrode en charbon, placée à la partie inférieure de l'arc. La surface des métaux Pb, Sb, Sn, Bi, Ag, ne se recouvre pas d'oxyde ; sur la surface des métaux Fe, Cu, Ni, Mn, Cr, Co, Mg, l'oxyde se forme dès la fermeture du circuit. Cd et Zn sont pris sous forme d'oxydes ; K, Na, Ba, Sr, Ca, sous forme de carbonates, lesquels d'ailleurs se transforment rapidement en oxydes.

L'arc a des caractères tout différents suivant que l'électrode métallique est anode ou cathode. Dans ce dernier cas, l'arc est fort instable et les mesures sont impossibles.

Les phénomènes observés sont, à quelques détails près, les mêmes avec tous les métaux. L'arc le plus facile à étudier est celui qu'on obtient entre électrodes de fer.

Dans les premiers instants après la fermeture du circuit, on obtient l'arc entre les électrodes de fer, tant qu'il reste sur la surface de la cathode quelques points non oxydés. Ensuite on a l'arc entre électrodes d'oxyde de fer : pour celui-ci, les ordonnées de la courbe $E = f(l)$ sont supérieures de 9 volts environ à celles de la courbe correspondant à l'arc fer-fer.

La forme de l'arc indique que les deux électrodes se vaporisent, mais la cathode plus que l'anode.

Les chutes de potentiel $e_a$ et $e_c$ croissent moins vite que la longueur de l'arc, à peu près suivant la même loi.

Les ordonnées des courbes $e_a + f(l)$ et $e_c = f(l)$ sont plus courtes quand l'électrode correspondante est à la partie supérieure de l'arc. En moyenne, la courbe $e_a = f(l)$ est quelque 2,6 volts au-dessus de la courbe $e_c = f(l)$.

Si on compare les éléments appartenant à un même groupe de la classification de Mendeleef, on trouve que $e_c$ décroît quand le poids atomique augmente.

La chute de potentiel $e_a + e_c = e$ est indépendante de l'intensité du courant, quand l'arc est très court.

La longueur $l$ de l'arc augmentant, $e_a$ décroît, mais moins vite que $l$ ne croît : $e_c$ ne varie que peu ou point.

L'énergie fournie par le courant se dépense sous forme de chaleur : 1° par rayonnement ; 2° par conduction dans les électrodes ; 3° par la vaporisation des électrodes. Cette énergie calorifique correspond à chaque électrode à la chute de potentiel.

Celle-ci est moindre à l'électrode supérieure, parce que cette électrode est échauffée déjà par les gaz chauds.

La perte de chaleur subie par le cratère est d'autant plus grande que la température d'ébullition de l'électrode est plus élevée. Cette température est inconnue pour les oxydes; on suppose seulement qu'elle diminue quand le poids atomique augmente, comme la température de fusion, pour les éléments faisant partie d'un même groupe. Par conséquent, $e_a$ et $e_b$, doivent diminuer aussi quand le poids atomique augmente.

M. LAMOTTE.

**W. SEITZ. — Abhängigkeit der Absorption, welche Kathodenstrahlen in dünnen Aluminiumblättchen erleiden, vom Entladungspotential (Relation entre le potentiel de décharge et l'absorption des rayons cathodiques dans des feuilles d'aluminium très minces). — P. 860-868.**

On évalue l'absorption en mesurant les quantités d'électricité transportées par le faisceau cathodique qui a traversé la feuille d'aluminium et celles qu'il a cédées à cette feuille. L'absorption diminue à mesure que la différence de potentiel dans le tube à décharges augmente.

La fraction absorbée peut être représentée assez exactement par la formule empirique

$$Ae^{-\frac{a}{V^3 - fV^2}}.$$

M. LAMOTTE.

**J. ZENNECK. — Ueber die magnetische Permeabilität von Eisenpulver bei schnellen Schwingungen (Perméabilité magnétique de la poudre de fer dans les champs alternatifs de haute fréquence). — P. 870-875.**

La perméabilité de la poudre de fer est sensiblement la même dans un champ de fréquence $10^6$ que dans un champ stationnaire.

M. LAMOTTE.

**E. KOHL. — Ueber die Gültigheit des Massensatzes von Gauss für bewegte elektrische Massen (Validité du théorème de Gauss pour les masses électriques en mouvement). — P. 842-848.**

S'appuyant sur les équations qu'il a établies dans un mémoire précédent, l'auteur démontre d'abord que le théorème de Gauss s'applique à une masse qu'on suppose en mouvement depuis un temps

indéfini. L'intégrale obtenue est indépendante de la position de la surface d'intégration et par suite de la durée du mouvement de la masse considérée.

M. LAMOTTE.

E. MEYER. — Ueber die Absorption der ultravioletten Strahlung in Ozon (Absorption des rayons ultra-violets par l'ozone). — P. 849-859.

L'intensité des rayons ultra-violets est mesurée par l'intensité du courant photoélectrique qu'ils provoquent entre deux électrodes de platine, disposées dans une atmosphère d'hydrogène sous la pression de 200 millimètres (Cf. KREUSLER, *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 324).

Des expériences de contrôle montrent que l'absorption est bien due à l'ozone.

Si l'on représente par une courbe la variation du coefficient d'absorption avec la longueur d'onde, on trouve un minimum très accusé pour $\lambda = 205$ $\mu\mu$ et un maximum aussi très accusé pour $\lambda = 258$ $\mu\mu$.

Ces résultats rendent plausible l'hypothèse de Hartley, qui attribue à l'absorption par l'ozone la disparition plus ou moins brusque du spectre solaire au delà de $\lambda = 293$ $\mu\mu$.

M. LAMOTTE.

A. KORN und K. STAECKL. — Studien zur Theorie der Lichterscheinungen (Contribution à l'étude des phénomènes lumineux). — P 875-888.

Application de la théorie mathématique développée dans deux mémoires précédents au phénomène de Kerr [1].

M. LAMOTTE.

P. SCHULZE. — Die Skalenwertbestimmung am Unifilarmagnetometer (Etalonnage de l'échelle d'un magnétomètre unifilaire). — P. 893-895 [2].

Les oscillations des magnétomètres de variation ne sont pas symétriques : il faut tenir compte de cette dissymétrie quand on étalonne l'échelle.

---

[1] Cf. *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 792; t. II, p. 315.
[2] Cf. *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 736, 800; t. II, p. 314.

Soit $\gamma$ l'élongation instantanée, $\omega$ l'angle de torsion, $\theta$ l'amplitude de l'oscillation du côté où se produit la torsion, T la durée de l'oscillation complète, $T_g$ et $T_d$ les durées des demi-oscillations de gauche et de droite :

$$\cot g\,\gamma + \frac{1}{\omega - \gamma} = \frac{6}{3\pi} \frac{T}{T_g - T_d}.$$

Soit d'autre part $\beta$ l'élongation produite par une variation $\delta H$ de la composante horizontale H :

$$\delta H = H \left[\cot g\,\gamma + \frac{1}{\omega - \gamma}\right] \beta - \frac{H\beta^2}{2};$$

ces deux équations permettent de calculer les $\delta H$ qui correspondent à $\beta = 1, 2, 3$, etc.

M. Lamotte.

---

## THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE;

4e série, t. XV; janvier-juin 1903 (*suite*); — et t. XVI; juillet-décembre 1903.

A.-B. PLOWMAN. — Electromotive Force in Plants (Force électromotrice dans les plantes). — T. XV, p. 94-104.

Une plante bien portante présente entre ses différents points (dessus et dessous du limbe des feuilles, limbe et nervure centrale, etc.) des différences de potentiel caractéristiques, de l'ordre de quelques dix-millièmes de volt au plus, qui sont sous la dépendance directe de l'état physiologique de la plante : l'auteur montre qu'elles sont détruites par les coups, mutilations, brûlures, etc., qui compromettent l'existence de la plante. Il étudie surtout comment elles sont modifiées quand un courant a traversé temporairement la plante. Les « courants secondaires » produits ne semblent pas dépendre du caractère spécial du protoplasme et ont les mêmes caractères que ceux que l'on obtient entre les deux points d'application des électrodes, quand on a électrolysé une dissolution saline imprégnant une feuille de papier buvard.

C. BARUS. — The Ionization of Water Nuclei (Ionisation des particules d'eau). — T. XV, p. 105-120. — The Ionization of Water and Phosphorus Nuclei (Ionisation des noyaux de condensation d'eau et de phosphore). — T. XV, p. 217-223.

J.-J. Thomson a montré que l'air qui a barboté dans l'eau (pratiquement l'air recueilli à l'aide d'un robinet de distribution urbaine, alimenté par des sources profondes) est conducteur, donc ionisé. Il a attribué (1) cette conductibilité à la production continuelle d'ions autour de quelques noyaux de condensation introduits dans le gaz lors de son passage à travers l'eau ; les ions négatifs seraient d'ailleurs détachés plus facilement et projetés au loin par le champ électrique situé au voisinage immédiat des noyaux de condensation, ceux-ci étant polarisés superficiellement par les ions positifs adhérents.

Dans ses expériences, C. Barus compare les données purement optiques déduites de l'observation des couronnes (2) (colorations et diamètres apparents), sur le nombre des noyaux de condensation par centimètre cube et sur leur diamètre, avec les données déduites des mesures de conductibilité électrique.

L'air, chargé de fines particules d'eau, va décharger un condensateur cylindrique de capacité connue; la conductibilité de l'air est mesurée à l'électromètre avant et après l'introduction des noyaux de condensation.

Le courant de décharge entre les deux armatures est constant, indépendant de la force électromotrice dès que le champ dépasse 15 ou 20 volts par centimètre (*courant de saturation* de J.-J. Thomson).

L'auteur admet que les noyaux de condensation ont une vitesse spécifique pratiquement indépendante du champ; mais comme, dans cette hypothèse, le nombre des noyaux pénétrant dans le condensateur, s'ils portaient chacun un seul électron, devrait être très supérieur ($10^6$ par centimètre cube) au nombre ($5 . 10^3$ par centimètre cube) fourni par la méthode optique, il est conduit à admettre que chaque noyau porte 200 électrons.

Les noyaux et leurs charges subissent d'ailleurs des sorts très

---

(1) *Conduction of Electr. through Gases*, p. 327; 1903; — *Phil. Mag.*, 6e série, t. IV, p. 352-367; 1902; analysé dans le *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 70.

(2) C. Barus, *Experiments with Ionized Air* (*Smithsonian Contributions*, n° 1309; 1901); — *Phil. Mag.*, 6e série, t. III, p. 80-91; 1902; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 813.

différents : au bout d'une heure, les couronnes montrent qu'il subsiste encore un tiers des noyaux primitifs; tandis que la conductibilité a disparu à peu près complètement. On trouve l'excès d'ions négatifs déjà constaté par J.-J. Thomson.

L'auteur compare les deux modes d'ionisation par le phosphore (1) et par les particules d'eau, qui présentent bien des analogies. Dans la décharge par les noyaux du phosphore, le courant suit la loi d'Ohm, au lieu de présenter un courant de saturation. Le nombre de noyaux, déterminés par les couronnes, de l'*émanation* saturée du phosphore ($2 . 10^6$ par centimètre cube) est bien supérieur à celui des noyaux d'eau ($10^3$ à $10^4$), et ces nombres concordent avec ceux que l'on déduit des données électriques.

La mobilité des particules du phosphore, $0^{cm},07$ par seconde, dans le champ de 1 volt par centimètre (2), est du même ordre que celle des particules d'eau, $0^{cm}, 015$. Leurs dimensions, déduites de la vitesse de chute, d'après les lois de la viscosité ou d'après la mobilité, sont peu différentes, $10^{-5}$ pour l'eau, $10^{-6}$ pour le phosphore.

Depuis la publication de ces mémoires de C. Barus, J.-J. Thomson a découvert que la conductibilité acquise par l'air qui a barboté à travers l'eau est due, au moins en grande partie, à un gaz radioactif dissous dans l'eau, ce qui jette un jour nouveau sur la question.

C. BARUS. — The Apertures of Coronas, in Relation to the Number of Nuclei and their Size (Les diamètres apparents des couronnes en relation avec le nombre et la dimension des noyaux). — T. XV, p. 335-341.

C. BARUS. — Note on the Constants of Coronas (Note sur les constantes des couronnes). — T. XVI, p. 325-328.

Compléments et corrections aux indications déjà données par le même auteur sur le calcul du diamètre $d$ et du nombre $n$ des particules déduits des phénomènes de diffraction (couronnes)(3).

La mesure au goniomètre de l'ouverture angulaire des couronnes ne fournit de renseignement utilisable que si l'on connaît en même temps l'ordre de coloration de la couronne (cramoisie ou verte). Les

(1) *Ann. der Ph.*, t. XI, p. 1142 ; 1903 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 851.

(2) M. Eugène Bloch trouve une valeur bien plus faible, 3 μ par seconde, par la méthode de Zeleny (*Soc. fr. de Phys.*, 20 février 1903).

(3) *Amer. Journ. of Meteorol.*, t. IX, p. 488; 1893 ; — *Amer. Journ. of Sc.*, 4e série, t. XIII, p. 81 ; 1902; — *Phil. Mag.*, 6e série, t. IV, p. 26; 1902 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 813.

observations en lumière homogène sont impossibles, l'intensité étant trop faible. La méthode consiste à produire des raréfactions successives; de la variation connue de pression et des données thermodynamiques, on déduit la masse de liquide précipité par centimètre cube $m = \frac{n\pi d^3}{6}$ à une température donnée.

Pour se mettre à l'abri d'erreurs inhérentes à la méthode optique (chute du brouillard pendant la courte durée de visibilité des couronnes), l'auteur préfère à présent calculer les diamètres des particules d'après leur vitesse de chute, puis leur nombre d'après l'ouverture des couronnes.

Ce sont les noyaux de condensation de l'émanation du phosphore qui ont servi dans cette série de recherches sur les couronnes, et ce sont les valeurs corrigées qui donnent $n = 10^6$ par centimètre cube pour l'émanation *saturée* du phosphore, nombre concordant avec celui que donne la méthode électromagnétique.

C. BARUS. — The Diffusion of Vapor into Nucleated Air (Diffusion de la vapeur dans l'air chargé de noyaux de condensation). — T. XV, p. 472-476.

L'air filtré emplissant un cylindre vertical est d'abord saturé de la vapeur d'un liquide volatil placé à la partie inférieure. On introduit de l'air chargé de noyaux de condensation à la partie inférieuré ; puis on opère une raréfaction brusque : du niveau auquel s'élève le « banc de brouillard » formé, on déduit la vitesse de diffusion des noyaux. La méthode que l'auteur compte développer n'a pu donner dans ces premières expériences ce qu'il en attendait : la diffusion des noyaux est beaucoup trop rapide comparée à celle de la vapeur pour que l'air reste saturé.

HIRAM-B. LOOMIS. — The Effects of Changes of Temperature on Permanent Magnets (Les effets des variations de température sur les aimants permanents). — T. XV, p. 179-194.

Ces expériences ne portent que sur la variation réversible du moment magnétique d'aimants ayant atteint leur état permanent.

1° Une première série a pour but de comparer les intensités d'aimantation, à 11° et à 99°, de barreaux ayant même section, mais des longueurs différentes, comprises entre 5 et 22 centimètres. On

mesure les périodes d'oscillation des barreaux suspendus à un long fil de cocon dans le champ terrestre, et maintenus successivement dans les deux enceintes aux températures indiquées. La variation relative a été trouvée plus grande pour des aimants courts que pour des aimants longs et d'autant moindre que l'aimantation est plus grande. Ce dernier résultat est plus contraire à ceux des anciennes expériences de G. Wiedemann (1).

Le désaccord s'applique, d'après l'auteur, pour le résultat de sa deuxième série d'expériences, à savoir la déformation des lignes de force du barreau sous l'action de la température, qui rend la méthode de G. Wiedemann inapplicable.

2° Une deuxième série de recherches a pour but l'étude des variations de distribution sous l'action de la température. Le résultat essentiel, contraire à celui de Poloni (2), est que la courbe de distribution ne reste pas semblable à elle-même aux différentes températures; la variation relative d'aimantation est plus grande aux extrémités qu'au centre.

La méthode balistique différentielle employée a été indiquée à l'auteur par Rowland; deux courtes bobines identiques, placées en opposition dans le même circuit, glissent sur deux barreaux identiques, maintenus l'un à 14°, l'autre à 99°, de façon à toujours rester en des régions correspondantes des deux barreaux. On étudie ainsi, centimètre par centimètre, la différence des aimantations en des points correspondants.

Les résultats sont facilement convertis en unités C. G. S. par la graduation du galvanomètre balistique.

BERGEN DAVIS. — The Electrical Conductivity and Absorption of Energy in the Electrodeless Discharge (Conductibilité électrique et absorption d'énergie dans la décharge sans électrodes). — T. XV, p. 202-206.

Le circuit primaire est parcouru par un courant alternatif à haute fréquence produit par la décharge oscillante d'un condensateur (ce condensateur est chargé et déchargé quarante fois par seconde) : il comprend une large bobine à faible résistance et un ampèremètre à dilatation.

(1) *Pogg. Ann.*, t. C, p. 255; 1852; — t. CIII, p. 563; 1858; — t. CXXII, p. 355; 1864.
(2) *Atti d. R. Acad. dei Lincei*, t. V, p. 262; 1881; — voir *J. de Phys.*, 1re série, t. X, p. 458; 1881; 2e série, t. II, p. 180; 1883.

Si l'on introduit à l'intérieur de la bobine un tube à gaz raréfié sans électrodes, l'ampèremètre indique une diminution considérable de l'intensité efficace, et cela résulte, comme l'a montré J.-J. Thomson, de l'absorption d'énergie par le gaz raréfié qui s'échauffe en devenant conducteur, grâce à l'ionisation produite.

Un circuit secondaire comprend une source à potentiel constant (220 volts), un autre galvanomètre, et le tube à gaz raréfié avec deux électrodes disposées de façon que le champ entre les deux électrodes soit perpendiculaire au champ oscillant produit par la décharge à travers le gaz. Le second galvanomètre reste naturellement au zéro tant que la décharge ne passe pas dans le premier circuit.

On lit simultanément les deux galvanomètres à diverses pressions. Le premier donne des indications inversement proportionnelles à l'énergie absorbée par le gaz. Le second mesure la conductibilité du gaz raréfié. La décharge commence à des pressions voisines de $0^{mm},5$ de mercure et la conductibilité du gaz raréfié cesse brusquement (air, $CO^2$ et H) aux environs de $0^{mm},05$ de mercure.

George-F. BARKER. — Radioactivity of Thorium Minerals (Radioactivité des minéraux contenant du thorium). — T. XVI, p. 161-168.

Cet article débute par un historique des travaux effectués sur la radioactivité du thorium depuis le mois de février 1898, date de sa découverte simultanée par Mme Curie, d'une part, et G.-C. Schmidt, d'autre part, jusqu'aux derniers travaux de Rutherford, en collaboration avec Grier ou avec Soddy, parus dans le *Philosophical Magazine* en 1903 et analysés ailleurs dans ce *Journal*.

Hofmann et Zerban avaient annoncé [1] les résultats suivants :

Le thorium préparé à l'aide des minerais voisins de la pechblende, qui contiennent de l'uranium (bröggerite, clévéite, samarskite), est radioactif ; mais le thorium extrait de la monazite du Brésil, exempte d'uranium, est inactif. Ils en concluaient naturellement que la radioactivité du thorium est induite et due à l'uranium.

L'auteur a trouvé, au contraire, par la méthode électrique comme par la méthode photographique, que tous les minéraux sans exception, qui contiennent du thorium, sont radioactifs, y compris la monazite, de laquelle, en effet, l'uranium est complètement absent.

---

(1) *Ber. Berl. Chem. Ges.*, t. XXXV, p. 531 ; 1902.

W.-G. MIXTER. — On the Heat of Combustion of Hydrogen (Chaleur de combustion de l'hydrogène). — T. XVI, p. 214-229.

La méthode est celle de la bombe calorimétrique. La valeur trouvée est 33993$^c$±16 pour la chaleur de combustion de 1 gramme d'hydrogène à pression constante, et formation d'eau liquide à 0°, l'unité étant la *calorie à* 20°.

Les autres déterminations récentes, ramenées par le calcul aux mêmes conditions, en tenant compte des valeurs de la chaleur spécifique de l'eau à diverses températures, d'après Callendar et Barnes [1], concordent bien avec celle de l'auteur.

| | | Méthode | Mesure des températures |
|---|---|---|---|
| Thomsen.......... | 34031 | Calorim. | |
| Schüller et Wartha.. | 34009 | Calorim. à glace | Chal. spéc. de l'eau |
| Than............... | 34061 | — | Chal. spéc. de Ag et Pb |
| Mixter............. | 33993 | Bombe calorim. | Thermom. étalonnés |
| MOYENNE......... | 34023 | | |

J.-C. BLAKE. — On Colloïdal Gold : Adsorption Phenomena and Allotropy (L'or colloïdal : phénomènes d'adsorption et allotropie). — T. XVI, p. 381-385. — Behavior of Red Colloïdal Gold Solutions toward Electric Current and toward Electrolytes (Action du courant électrique et des électrolytes sur les solutions colloïdales d'or rouge). — T. XVI, p. 433-441.

On sait que l'addition d'électrolytes change les solutions colloïdales d'or rouge en solutions colloïdales bleues (par transmission), puis précipite l'or. Pour d'autres colloïdes, on a signalé des phénomènes d'*adsorption*, c'est-à-dire d'entraînement du cathion de l'électrolyte dans le coagulum, avec combinaison ou pseudo-combinaison, ce qui, dans la théorie de Whetham [2], s'explique très bien, puisque ces ions chargés positivement neutralisent les particules en suspension chargées négativement. L'auteur a cherché, par l'analyse chimique du coagulum d'or, si les colloïdes entraînaient le métal (Ba) de l'électrolyte coagulant. Le résultat a été négatif.

Les phénomènes produits par le passage du courant peuvent se résumer ainsi :

1° Sans électrolyte (l'or colloïdal rouge est en solution éthérée et

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 683; 1900.
(2) *Phil. Mag.*, t. XLVIII, p. 474; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 114.

provient de $AuCl^3$ entièrement réduit), le courant seul ne peut pas opérer la transformation allotropique de l'or colloïdal rouge en or bleu ni le précipiter;

2° Une double migration des particules d'or qui s'éloignent d'abord de la cathode, mais qui rebroussent chemin quand le contact avec l'anode a changé le signe de leurs charges, aboutit à la formation d'un « nuage rouge » à mi-chemin entre les deux électrodes.

Relativement à l'action des électrolytes :

1° L'auteur confirme ce fait connu que le pouvoir coagulant des divers électrolytes comparés entre eux augmente énormément avec la valence de l'ion basique ;

2° Quand on ajoute deux électrolytes de même anion et de cations différents, les activités ne s'ajoutent pas; elles sont plutôt soustractives ;

3° Le passage du courant favorise l'action de certains électrolytes, retarde celle de certains autres ;

4° Le changement de coloration est presque subit, et le temps n'y fait rien ; il se produit quand on a ajouté la quantité requise d'électrolyte.

**H.-A. BUMSTEAD et L.-P. WHEELER. — Note on a Radioactive Gas in Surface Water (Note sur un gaz radioactif dissous en eau non profonde). — T. XVI, p. 328.**

De l'eau d'un réservoir de la ville de New-Haven (Connecticut), alimenté uniquement par des eaux superficielles, on extrait par ébullition un gaz fortement radioactif, plus radioactif que celui qui provient d'une source profonde de 450 mètres située dans la même région, mais moins radioactif toutefois que le gaz extrait du sol. La variation de la radioactivité avec le temps suit pour ces deux gaz une marche analogue à celle due à l'émanation du radium : elle atteint son maximum en quelques heures, puis décroît exponentiellement de façon à être réduite au bout de quelques jours à la moitié de sa valeur maximum.

J.-J. Thomson et Adams avaient trouvé (1) que le gaz radioactif rendant conducteur l'air qui a barboté dans l'eau n'existait presque pas dans les eaux superficielles ou de pluie de diverses régions de l'Angleterre.

(1) J.-J. THOMSON, *Cond. of Electr. through Gases*, p. 55.

CHARLES BASKERVILLE. — Action of ultra-violet Light upon Rare Earth Oxides (Action de la lumière ultra-violette sur les oxydes des terres rares). — T. XVI, p. 465-466.

Les oxydes examinés sont ceux des métaux Gd, La, Nd, Pr, Ce, Sa, Th, Y, Yb, U, Er, Ti, Zr.

Seuls, $ThO^2$ et $ZrO^2$, qui sont d'ailleurs les seuls bioxydes de la série, se sont montrés phosphorescents sous l'action de la lumière ultra-violette : ils l'étaient fortement. La méthode électrique comme la méthode photographique ont montré que $ZrO^2$ n'est pas radioactif.

Les minéraux suivants : samarskite, thorite, sipylite, columbite, monazite, xénotime, euxénite, æschynite, polycrase et fergusonite, qui contiennent du thorium ou du zirconium, n'ont montré ni fluorescence ni phosphorescence sous l'action de la lumière ultraviolette.

H. BÉNARD.

---

E. COHEM et T. STRENGERS. — Poids atomique de l'antimoine (*Konink. Akad. Wetensch.*, Amsterdam, Versl. II, p. 632-640 ; 28 février 1903).

A propos d'une étude physico-chimique sur la nature de l'antimoine dit explosif, les auteurs ont été conduits à déterminer la valeur vraie du poids atomique de l'antimoine. Bien que beaucoup d'expérimentateurs aient essayé de déterminer cette constante, elle n'est pas encore connue avec une sûreté suffisante. En répétant et en étendant les expériences de Popper, les auteurs observent que le poids atomique, déduit de l'électrolyse des solutions de trichlorure d'antimoine, s'accroît avec la concentration de ces dernières, variant entre 120,87 et 121,89 pour des concentrations allant de 2,2 à 83,3 0/0. Ce fait met en évidence que la méthode employée par M. Popper, loin de donner la valeur vraie du poids atomique, ne fournit que des valeurs purement accidentelles. Il résulte encore de ce qui vient d'être dit que, dans ces phénomènes, certaines réactions électrolytiques ou chimiques inconnues doivent jouer un rôle, réactions qui seraient bien dignes d'une étude ultérieure en raison de l'importance qu'elles

présentent pour la connaissance de la formation et de la composition de ce corps remarquable appelé antimoine explosif.

A. GRADENWITZ.

G. GRANQVIST. — Rôle de la conductibilité calorifique des électrodes dans les arcs voltaïques (Mémoire présenté à la Société royale des sciences, à Upsal, le 12 septembre 1902).

Les arcs voltaïques à électrodes de charbon présentent à plusieurs points de vue des différences avec les arcs à électrodes métalliques, différences qui sont surtout frappantes lorsque ces arcs sont alimentés par des courants alternatifs. C'est ainsi que, par exemple, on n'a aucune difficulté à produire des arcs voltaïques avec des courants alternatifs, si l'une et l'autre électrode sont en charbon, ou si une électrode est en charbon et l'autre en métal, tandis qu'on n'a pas réussi à avoir des arcs entre deux électrodes métalliques au moyen des courants alternatifs à fréquence et à tension ordinaires. Comme cette différence semble être due à la grande différence de la conductibilité calorifique des électrodes en charbon et en métal, l'auteur a étudié le rôle que joue ce facteur dans les arcs voltaïques à courants alternatifs. Voici les principaux résultats de cette recherche :

Dans les arcs voltaïques. à courants alternatifs, l'état d'équilibre est alternativement stable et instable ; dans ce dernier cas, les électrodes et l'arc voltaïque se refroidissent, et, lorsque ce refroidissement a dépassé une certaine limite, l'arc voltaïque cesse de passer. Moins l'énergie fournie pendant le régime stable est grande, et plus la conductibilité calorifique des électrodes est considérable, plus la vitesse de refroidissement de l'arc sera élevée et plus court devra être le régime instable, à moins que l'arc ne cesse de fonctionner. C'est dire que la conductibilité calorifique des électrodes joue un rôle bien plus grand dans les arcs à courants alternatifs que dans ceux à courants continus.

A. GRADENWITZ.

W. REINDERS. — Les piles électriques et la règle des phases (*Konink. Akad. Wetensch.*, Amsterdam, Versl. II, p. 115-126 ; juin 1902).

Nernst et Bancroft, dans les tentatives qu'ils ont faites pour fonder la théorie des piles galvaniques sur la règle des phases, ont oublié de

tenir compte de la proposition suivante : « La phase A étant en équilibre avec les phases B et C, ces dernières phases seront également en équilibre mutuel. »

L'auteur considère, au point de vue de la règle des phases, une pile comprenant une combinaison de deux électrodes métalliques, entourées chacune par un électrolyte renfermant les cathions de ces métaux et mises en communication soit directement, soit au moyen d'un troisième électrolyte. Or, *entre ces électrolytes et le métal correspondant*, il peut y avoir équilibre et une différence de potentiel bien définie, tandis qu'une diffusion continuelle aura lieu *entre les électrolytes*, diffusion qui altérera la composition et la différence de potentiel, de sorte qu'un équilibre réel ne pourra être obtenu que dans le cas où les deux électrodes seront capables de rester en équilibre avec le même électrolyte, la force électromotrice tombant alors à zéro. Un équilibre apparent peut toutefois être produit si l'on réduit la diffusion à un minimum, ce qui est le cas dans les éléments dits constants. Avant de considérer l'équilibre de la pile, l'auteur étudie, à part, l'équilibre des deux systèmes métal-électrolyte, en distinguant les deux cas où l'électrode est constituée par un métal seulement, l'électrolyte ambiant contenant le cathion de ce métal, et celui où elle est formée de deux métaux $m_1$ et $m_2$, l'électrolyte contenant les cathions de tous les deux. Dans ce dernier cas, il faut encore distinguer deux cas, suivant que ces deux métaux n'agissent point les uns sur les autres, ou forment une combinaison définie, une solution liquide ou un solide homogène. L'auteur donne enfin une étude théorique des piles constantes, en considérant dans chaque cas les conditions qui rendent ce système invariant.

A. GRADENWITZ.

W.-R. CARR. — On the Laws governing Electric Discharges in Gases at Low Pressures (Sur les lois qui gouvernent les décharges électriques dans les gaz aux basses pressions). — *Phil. Trans. of the Royal Soc. of London*, vol. 201, p. 403 1903.

Ce mémoire est consacré à l'étude du potentiel explosif dans les gaz aux basses pressions de sa variation avec la pression du gaz et la distance des électrodes. Cette étude a l'avantage d'avoir été faite avec un appareil extrêmement simple, dans des conditions qui rendent les interprétations théoriques faciles et certaines, et sur un intervalle de

pressions très grand. Deux plateaux métalliques parallèles sont séparés sur leurs bords par un anneau d'ébonite et entièrement noyés dans un bloc d'ébonite, en sorte que le seul espace libre se trouve entre les deux plateaux au niveau de leur partie centrale. On constitue ainsi une espèce de boîte étanche où on peut faire varier la pression, et les décharges qui se produisent entre les deux plateaux passent nécessairement dans la région centrale où le champ est uniforme. Pour déterminer les potentiels explosifs, un des plateaux est chargé à des potentiels progressivement croissants avec une batterie d'accumulateurs, l'autre relié à un électromètre qui, au moment où le champ explosif est atteint, commence à dévier brusquement; il faut faire croître les potentiels très lentement par suite de retards à la décharge qui peuvent atteindre dix secondes. Pour faire varier la distance des électrodes, on emploie différents appareils successifs dans lesquels l'épaisseur de l'anneau d'ébonite qui sépare les plateaux sur leurs bords n'est pas la même. On peut donc étudier, dans des conditions aussi simples que possible, la variation du potentiel explosif soit avec la pression (à distance constante), soit avec la distance (à pression constante).

Les pressions ont varié de 150 millimètres à $0^{mm},105$ de mercure, les distances de 1 à 10 millimètres, les potentiels explosifs de 300 à 1900 volts. Le résultat essentiel est le suivant : la loi de Paschen s'est montrée rigoureusement vérifiée. Ainsi, pour un gaz donné, le potentiel explosif V ne dépend que du produit $pd$ de la pression du gaz par la distance des lames ; ou, plus simplement, le potentiel explosif est une simple fonction de la masse de gaz comprise entre les électrodes. La courbe unique qui représente, pour un gaz donné, tous les résultats, s'obtiendra en portant en abscisses le produit $pd$ et en ordonnée le potentiel explosif V. Cette courbe présente, comme on sait, un minimum pour un certain potentiel critique $V_0$. Les potentiels critiques sont respectivement 350, 280 et 420 volts pour l'air, l'hydrogène et l'acide carbonique. Si on les détermine pour d'autres gaz ($O^2$, $H^2S$, $Az^2O$, $SO^2$, $C^2H^2$), on trouve que les résultats sont bien représentés en considérant le potentiel critique d'un composé comme dérivant par une loi d'additivité des potentiels critiques des composants ; le potentiel critique serait donc une propriété atomique. Les résultats précédents sont indépendants de la dimension et de la nature des électrodes.

Rappelons que la vérification de la loi de Paschen, qui représente

le résultat principal de ces expériences, est en même temps une vérification de la théorie des ions. Les recherches de J.-J. Thomson et les travaux récents de Townsend sont particulièrement probants à cet égard.

Eugène Bloch.

O.-W. RICHARDSON. — The Electrical Conductivity imparted to a Vacuum by Hot Conductors (La conductibilité électrique communiquée à un espace vide par des conducteurs chauffés). — *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, t. CCI, p. 497; 1903.

1. — La première partie du mémoire est théorique. D'après les idées actuelles (Drude, J.-J. Thomson), la conductibilité métallique est due à la présence dans les métaux de corpuscules identiques aux corpuscules cathodiques ; ils sont animés de mouvements analogues à ceux des molécules d'un gaz, et leurs vitesses sont distribuées suivant une loi du même genre. S'ils ne s'échappent pas du métal, c'est qu'il existe à la surface une discontinuité du potentiel qui s'y oppose : soit $\varphi$ cette discontinuité et $e$ la charge d'un corpuscule. Il faudra, pour qu'il puisse s'échapper, que son énergie cinétique $\frac{mu^2}{2}$, dans son mouvement perpendiculaire à la surface du métal, soit supérieure au travail $\varphi e$ qu'il doit fournir pour traverser la couche de discontinuité. Les corpuscules qui sortent sont donc ceux dont la vitesse perpendiculaire à la surface du métal est plus grande que $\sqrt{\frac{2e}{m}\varphi}$. Le nombre de ceux qui satisfont à cette condition et qui traversent l'unité de surface du métal en une seconde est, d'après la loi de distribution de Maxwell-Boltzmann,

$$N = \int_{\sqrt{\frac{2e}{m}\varphi}}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} n \left(\frac{km}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} u e^{-km(u^2+v^2+w^2)} du\, dv\, dw,$$

$n$ désignant le nombre de corpuscules par unité de volume du métal et $k$ étant relié à la température absolue T par la relation $k = \frac{1}{2RT}$ (R est la constante des gaz parfaits). L'intégration donne

$$N = \frac{n}{2}(km\pi)^{-\frac{1}{2}} e^{-2ke\varphi} = n\sqrt{\frac{RT}{2m\pi}}\, e^{-\frac{e\varphi}{RT}}.$$

Le courant que transportent tous ces corpuscules (courant de saturation) sera donc :

$$(1) \qquad I = Ne = a\sqrt{T}e^{-\frac{b}{T}},$$

$a$ et $b$ étant deux constantes. La faculté qu'acquièrent les conducteurs très chauds placés dans le vide de décharger les corps chargés positivement (et non ceux qui sont négatifs) est due à l'émission de corpuscules qui résulte de la théorie précédente, et on peut comparer la dernière formule aux résultats expérimentaux.

II. — Les expériences ont porté sur le platine, le charbon et le sodium.

1° *Platine.* — Une spirale de platine, que l'on peut chauffer au rouge avec un courant, est placée dans l'axe d'un tube d'aluminium relié au sol par l'intermédiaire d'un galvanomètre ; le tout est contenu dans une ampoule de verre où l'on peut faire le vide. On mesure, pour différentes températures, les courants que diverses forces électromotrices font passer à travers les gaz. Les températures sont mesurées par la résistance de la spirale.

Le courant de saturation croît, quand la température s'élève, avec une extrême rapidité ; il peut être multiplié par $1,5 \times 10^5$ quand on passe de 1031° à 1600° et peut atteindre 1,03 milliampère par centimètre carré de surface du platine. La loi théorique (1) est exactement vérifiée. Les constantes expérimentales $a$ et $b$ permettent de calculer $n$ et $\varphi$. Pour $n$, on trouve $1,3 \times 10^{21}$, et pour $\varphi$, 4,1 volts. Le premier nombre est assez voisin de celui que Patterson a trouvé par une tout autre voie ($n = 1,37 \times 10^{22}$).

2° *Carbone.* — On a placé une électrode d'aluminium au voisinage du filament d'une lampe à incandescence ; la température est mesurée par un couple platine-platine iridié. L'ensemble des résultats confirme encore la loi théorique (1). Mais ici les courants peuvent atteindre, aux températures élevées, la valeur vraiment inattendue de 1,5 *ampère par centimètre carré* de surface du filament. On les mesure alors simplement avec un milliampèremètre.

3° *Sodium.* — Les expériences sont plus difficiles : le sodium est placé dans un tube de fer chauffé au milieu et refroidi aux extrémités pour permettre d'isoler les fils de communication. On étudie avec un galvanomètre le courant qui passe entre le tube de fer et un fil de platine placé dans l'axe. Les caractères généraux de la conduc-

tibilité sont encore les mêmes ; mais la conductibilité commence à une température beaucoup plus basse, car elle est déjà très appréciable à 217°.

Il semble donc bien qu'aux températures élevées et aux très basses pressions la conductibilité qui existe dans les gaz au voisinage des métaux soit due à l'émission par ceux-ci de corpuscules négatifs identiques à ceux qui constituent les rayons cathodiques.

Eugène Bloch.

E. MATHY. — Théorie électro-magnétique de la lumière dans les milieux isotropes d'après les idées de Maxwell. — Gand, imprimerie C. Annoot-Braeckmann. Ad. Hoste, succr, 1903.

Exposé court et simplifié de la théorie de Maxwell.

E. MATHY. — Applications des fonctions elliptiques à la mécanique, à la géométrie et à la physique. — Gand, imprimerie C. Annoot-Braeckmann. Ad. Hoste, succr, 1903.

L'auteur passe en revue les divers problèmes classiques auxquels commodément peuvent s'appliquer les fonctions elliptiques : mouvement du pendule, mouvement du régulateur de Watt, mouvement de la toupie ; détermination de la courbe, de la flèche, de la charge de flambement dans le cas d'un prisme droit chargé de bout ; équilibre des températures d'un ellipsoïde à trois axes inégaux, action mutuelle de deux courants électriques circulaires, etc.

## ACTION DES CHAMPS MAGNÉTIQUES SUR LES SOURCES LUMINEUSES PEU INTENSES;

Par M. C. GUTTON.

La découverte des rayons N par M. Blondlot m'a amené à chercher si les champs magnétiques agissent, comme ces rayons, sur les substances phosphorescentes.

Ayant posé sur un barreau aimanté un morceau de carton parsemé de taches de sulfure phosphorescent[1], j'ai vu que l'éclat de la phosphorescence est plus grand au voisinage des pôles qu'au milieu de l'aimant.

Pour éliminer l'effet des rayons N émis par l'acier trempé, j'ai recouvert l'aimant d'une feuille de plomb. Près des pôles, la phosphorescence a encore été plus visible qu'au milieu de l'aimant. Il faut donc qu'il y ait une action du champ magnétique sur le sulfure phosphorescent.

Cette action a lieu dans le vide, car on peut faire l'expérience en déplaçant au-dessus de l'aimant des substances phosphorescentes enfermées dans un tube de Crookes.

J'ai ensuite étudié l'action du champ d'une bobine parcourue par un courant. Cette bobine a $63^{cm},7$ de longueur et 13 de diamètre; le fil est très régulièrement bobiné en une seule couche; le nombre total de tours est 1030. L'intensité du courant était de $0^{amp},4$. Le sulfure étant déplacé à l'extérieur de la bobine, son éclat est maximum lorsqu'il est près des extrémités et minimum quand il est au milieu. A l'intérieur de la bobine, dans un champ uniforme, l'action du champ sur l'écran phosphorescent est nulle. Cet écran étant au centre de la bobine, on peut, en effet, fermer ou rompre le courant sans apercevoir de variations d'éclat. Hors de la bobine près des bords, dans une région où le champ n'est pas uniforme, la phosphorescence est plus visible quand le courant est fermé. Le champ est cependant plus intense au centre de la bobine. On doit en conclure qu'un champ uniforme est sans action sur l'éclat de la phosphorescence.

(1) L'écran phosphorescent était un de ceux qui servent à M. Blondlot pour observer les rayons N. Les taches sont faites avec du sulfure de calcium délayé dans du collodion.

On peut vérifier que l'action est d'autant plus grande que le champ est moins uniforme. Entre les pièces polaires larges et planes d'un électro-aimant de Faraday, le champ très intense est sensiblement uniforme : on constate que son action sur le sulfure est très faible. Si on détruit l'uniformité du champ en approchant du sulfure un fil de fer, on augmente l'éclat de la phosphorescence. Si on amène le sulfure hors des pièces polaires, au voisinage de leurs bords dans un champ non uniforme, l'action est plus grande qu'entre les pièces polaires.

Dans la première expérience que j'ai décrite, l'effet de l'aimant est beaucoup plus grand près des pôles qu'au milieu, parce que le champ près de la ligne neutre est moins intense qu'aux pôles et surtout parce qu'il est presque uniforme.

Le champ magnétique terrestre étant uniforme est sans action. C'est ce qui explique pourquoi il n'a jamais pu intervenir dans les expériences de M. Blondlot sur les rayons N. Si, en plaçant près de l'écran phosphorescent des fils de fer doux, on détruit l'uniformité du champ terrestre, l'éclat de la phosphorescence augmente. J'ai eu soin d'intercaler entre le sulfure phosphorescent et les fils de fer un écran de plomb pour éliminer l'action des rayons N qui pourraient être émis par le fer. Dans les mêmes conditions, des fils de cuivre sont sans action.

Comme l'action des rayons N, celle des champs magnétiques n'est pas instantanée.

Une particularité remarquable de l'action des champs magnétiques sur les substances phosphorescentes est son extraordinaire sensibilité. J'en donnerai comme preuves les expériences suivantes : En approchant du sulfure, protégé contre les rayons N par un écran de plomb, un barreau de bismuth ou un tube à essai rempli d'une solution de chlorure ferrique, les très faibles altérations du champ terrestre produites par ces substances suffisent pour augmenter la phosphorescence.

Le sulfure phosphorescent est sensible aux champs magnétiques de courants très faibles. L'écran phosphorescent étant placé à 1 centimètre d'un fil rectiligne parcouru par un courant, on observe une action lorsque le courant passe. Une feuille de plomb et une feuille de papier intercalées entre le fil et l'écran étaient destinées à arrêter la chaleur et les rayons N qui pourraient être émis par le fil. Avec le courant d'un élément Daniell dans un circuit d'une résistance de

100000 ohms, l'augmentation d'éclat de la phosphorescence est encore visible.

En résumé : *chaque fois que le sulfure de calcium phosphorescent est placé dans un champ magnétique non uniforme, il devient plus visible. L'action d'un champ uniforme d'intensité constante est nulle.*

J'ai cherché si un champ uniforme, dont l'intensité varie, pouvait agir. L'écran phosphorescent est placé au milieu de la bobine que j'ai décrite plus haut. Si on fait passer dans cette bobine un courant constant d'intensité égale à $0^{amp},4$, l'éclat de la phosphorescence n'est pas modifié par le champ uniforme de la bobine ; mais si, à l'aide d'un rhéostat à sulfate de cuivre intercalé dans le circuit, on fait décroître l'intensité du courant d'une manière continue, le sulfure phosphorescent devient plus visible, et cette augmentation d'éclat dure tant que l'intensité du courant et par suite celle du champ magnétique diminuent. Le même effet se produit quand on augmente l'intensité du courant. Lorsqu'on fait varier le courant périodiquement entre $0^{amp},05$ et $0^{amp},4$ en manœuvrant le rhéostat, l'augmentation d'éclat dure aussi longtemps que les variations d'intensité du courant.

Un champ uniforme d'intensité variable agit donc sur le sulfure phosphorescent.

Lors d'une rupture ou d'une fermeture brusque du courant, on ne perçoit pas d'augmentation d'éclat correspondant à la variation très rapide du champ magnétique. Cela tient, sans doute, à ce que cette variation est de très courte durée. L'action d'un champ magnétique sur l'écran phosphorescent, n'étant pas instantanée, ne peut produire dans un temps très court d'effet appréciable. L'effet d'une variation moins rapide, mais plus durable, est, au contraire, facile à observer.

La variation d'intensité du champ de la bobine produit dans l'écran des forces électromotrices d'induction. On peut aussi en produire en conservant au champ magnétique une intensité constante. Il suffit de déplacer la bobine, en laissant l'écran immobile. Tout déplacement de la bobine dans une direction perpendiculaire à son axe produit une augmentation d'éclat de la phosphorescence ; or, pendant le mouvement, les lignes de force coupent l'écran et y produisent des forces électromotrices. En déplaçant la bobine parallèlement à son axe, les lignes de force à l'intérieur ne changent pas

de position et ne produisent pas de forces électromotrices; on ne constate aucune action sur la substance phosphorescente.

Un champ magnétique uniforme agit donc sur le sulfure phosphorescent pendant que des changements d'intensité ou de position des lignes de force produisent dans l'écran des forces électromotrices d'induction. Un déplacement qui ne produit pas de forces électromotrices est sans effet.

Dans toutes ces expériences, j'ai déplacé la bobine et non le sulfure, car l'observation de sa phosphorescence n'est possible que si le sulfure est immobile.

Au lieu de produire des forces électromotrices d'induction par des courants, on peut en produire par des aimants et constater que, *toutes les fois que le sulfure phosphorescent est le siège de forces électromotrices d'induction, il devient plus visible.*

Loin d'un barreau aimanté immobile, le champ est assez faible et assez uniforme pour ne pas produire sur l'écran d'action sensible; mais, dès qu'on agite l'aimant, l'écran devient plus lumineux. Un aimant agité dans une chambre voisine de celle où on observe la phosphorescence produit un effet encore bien visible.

Si, au-dessous d'un écran phosphorescent protégé contre les rayons N par une feuille de plomb, on fait tourner un barreau aimanté vertical autour de son axe, la phosphorescence devient plus visible. Dans cette expérience, la distance de l'écran à l'aimant était assez grande pour qu'on n'aperçoive aucune action de l'aimant au repos.

De toutes les expériences précédentes, il résulte que :

1° Un champ magnétique non uniforme, d'intensité constante, augmente l'éclat de la phosphorescence du sulfure de calcium ;

2° Un champ non uniforme d'intensité constante est sans action;

3° La phosphorescence devient plus visible quand, par suite de variations du champ magnétique, l'écran est le siège de forces électromotrices d'induction. Le champ de force électrique dû à l'induction agit donc sur le sulfure phosphorescent.

M. Blondlot a observé que, pour voir une augmentation de la phosphorescence produite par des rayons N, on devait se placer en face de l'écran phosphorescent. Si l'œil est presque dans le plan de l'écran, les rayons N diminuent au contraire l'éclat des taches de sulfure. Le même effet se produit sous l'influence des champs magnétiques et des forces électromotrices.

M. Blondlot a montré que, pour observer les rayons N, on pouvait, au lieu de les faire tomber sur un corps faiblement lumineux, mettre la source de rayons près de l'œil. On aperçoit alors plus distinctement des objets peu éclairés. On peut de même faire agir le champ magnétique sur l'œil. En regardant dans une chambre presque obscure des morceaux de papier blanc ou des traits de craie, on les voit plus nettement lorsqu'on approche de l'œil un pôle d'un aimant enfermé dans du plomb.

Si on déplace près des yeux une longue aiguille aimantée enfermée dans du plomb, on voit mieux des objets blancs peu éclairés quand les extrémités sont près des yeux que quand on y amène le milieu.

La même expérience peut être répétée avec des courants.

Je rappellerai une expérience signalée par lord Kelvin (1). Lord Lindsay et Cromwell F. Varley firent faire un électro-aimant puissant assez gros pour que leur tête pût tenir entre les pôles; en la plaçant entre les pôles, ils n'observèrent aucun effet. Lord Kelvin s'étonne de ce résultat négatif et reste convaincu qu'un corps vivant placé dans un champ magnétique doit éprouver un effet perceptible. Les expériences que je viens de décrire démontrent qu'un champ magnétique provoque une augmentation de sensibilité de la vue.

---

## SUR LA SÉPARATION DES RAIES SPECTRALES TRÈS VOISINES
### (Réponse aux critiques de MM. Perot et Fabry);

Par MM. O. LUMMER et GEHRCKE.

### I

MM. Perot et Fabry ont émis récemment la supposition (2) que la constitution extrêmement complexe, observée par nous, de certaines lignes spectrales, en partie reconnues antérieurement comme complexes, doit être attribuée aux défauts des lames de verre planes parallèles dont nous nous servons. Si cette hypothèse était exacte, les satellites que nous indiquons ne seraient pas propres à la source

(1) Lord KELVIN, *Conférences scientifiques et Allocutions.* Traduction Lugol, p. 171.
(2) *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 28-32; 1904.

de lumière, mais seraient produits d'une manière analogue aux images fantômes (Geister) données par les réseaux de Rowland. MM. Perot et Fabry disent [1] : « Dans tous les cas, la divergence entre les résultats de MM. Lummer et Gehrcke et ceux des autres observateurs ne peut pas s'expliquer par une supériorité de leur appareil qui leur permettrait de voir ce qui échapperait avec les autres méthodes ; d'après les nombres cités par les auteurs, il est certain que leur appareil est moins puissant que la méthode des franges argentées ; on devrait avec cette méthode voir avec la plus grande facilité les satellites annoncés. »

Nous croyons trouver dans ces lignes la raison des doutes émis par ces physiciens relativement à nos observations ; on voit en effet que MM. Perot et Fabry ne font pas attention à un avantage essentiel de notre méthode sur la leur. Pour juger d'un rendement d'un appareil de dispersion d'une grande puissance de résolution, il faut tenir compte non seulement du pouvoir résolvant $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ ($\delta\lambda$ désignant la grandeur de la plus petite différence de longueurs d'onde encore séparable avec l'appareil), mais aussi d'une certaine grandeur $s$, que nous appelions la « visibilité » [2]. Nous comprenons sous cette dénomination le nombre d'ondes ou de satellites considérés comme homogènes qui peuvent, dans le cas le plus favorable, être observés avec l'appareil comme franges d'interférence séparées les unes des autres.

On admet en général l'équation :

$$s = p' - 1,$$

$p'$ désignant un nombre au plus égal au nombre $p$ des faisceaux de rayons qui se réunissent en un point du phénomène d'interférence. Nous avions indiqué, comme valeur « efficace » de $p'$, la grandeur représentant le nombre de faisceaux de rayons d'intensité *égale* nécessaires pour former une image d'interférence de la même netteté (distribution d'intensité) que celle produite par les rayons réellement existants avec des amplitudes diminuant d'une manière quelconque.

Avec une lame de verre non argentée, on a par exemple, dans le cas de la lumière réfléchie et pour l'incidence normale, $p = \infty$, mais

(1) Voir ce vol., page 32.

(2) O. Lummer et E. Gehrcke, *Wissenschl. Abhandl. der Physikal.-Techn. Reichsanstalt*, IV, 63-84 ; 1904.

$p' = 2$. Avec une lame d'air à argenture transparente, d'après MM. Perot et Fabry, on a pour la lumière transmise aussi $p = \infty$, mais $p' > 2$. Il est difficile de dire exactement quelle est la valeur de $p'$, parce qu'elle dépend du pouvoir réflecteur de l'argenture transparente. D'après nos expériences, nous croyons qu'il n'est pas possible d'atteindre avec une lame d'*air* argentée une valeur $p'$ plus grande que 8. En tous cas $p'$ atteint vite une limite. Dans notre spectroscope interférentiel (lames de verre sous des incidences voisines de l'incidence limite), $p$ ne peut jamais devenir infini, mais en revanche $p'$ est sensiblement égal à $p$. Dans les lames de verre que nous employons (¹), et qui ont $0^{cm},3$ d'épaisseur et 14 centimètres de long, $p' = p = 15$; avec une autre lame de $0^{cm},27$ d'épaisseur et de 12 centimètres de long, $p' = p = 27$. Avec le spectroscope à échelons de Michelson, enfin, $p'$ est rigoureusement égal à $p$, au moins aussi longtemps que l'on peut faire abstraction des réflexions intérieures et de l'absorption dans le verre, et dépend du nombre des *échelons*.

Nous croyons qu'avec notre spectroscope interférentiel, aussi bien qu'avec le spectroscope à échelons, il est possible d'obtenir pour $p'$, et par suite aussi pour la « visibilité » $s$, des valeurs qui ne peuvent pas être atteintes par la méthode de MM. Perot et Fabry ; pour parvenir à de semblables valeurs avec cette méthode, il faudrait pouvoir augmenter la réflexion de l'argent transparent, ou remplacer ce dernier par une autre substance d'un pouvoir réflecteur supérieur. On tirerait des chiffres indiqués ci-dessus la conclusion que la « visibilité » donnée par l'appareil de MM. Perot et Fabry est $s = 7$, tandis qu'elle est un peu plus grande avec celles de nos lames de verre dont les dimensions ont été mentionnées plus haut, $s = 14$ pour la première, $s = 23$ pour la seconde. Il en résulterait qu'il est théoriquement impossible de reconnaître, même avec un appareil Perot-Fabry, le nombre considérable de 21 satellites, que nous avons déterminé avec cette dernière lame dans la raie verte 546 $\mu\mu$ de mercure.

Nous n'avons jamais contesté que le pouvoir résolvant de la lame argentée de MM. Perot et Fabry soit bien supérieur à celui de tous les autres appareils ; loin de là, cet avantage nous a déterminé à employer une lame de verre argentée de 6 centimètres d'épaisseur pour étudier la puissance interférentielle de la lumière (²). Si grand

(¹) O. Lummer et E. Gehrcke, *Ann. de Phys.*, 4ᵉ série, t. X, p. 469 ; 1903.

(²) O. Lummer et E. Gehrcke, *Verb. d. Deutsch. Phys. Ges.*, IV, 337-346 ; 1902 ; — voy. aussi M. Lane, *Diss. Berlin*, 1903 ; — *Ann. de Phys.*, 4ᵉ série, t. XIII, 163-181 ; 1904.

que puisse être le pouvoir résolutif de la lame argentée et si excellent que soient la planéité, le parallélisme et l'homogénéité de cette lame, elle ne peut pas servir à contrôler directement l'exactitude de nos observations sur le nombre des satellites d'une raie.

D'autre part, on ne sait pas dans quelle mesure on est autorisé à conclure à l'existence d'un plus grand nombre de satellites d'une manière *indirecte*, c'est-à-dire par l'observation de l'aspect et de la variation du phénomène interférentiel produite par la variation de l'épaisseur de la lame. Ce serait une transmission sur la lame argentée de la méthode de l'interféromètre, imaginée par M. Michelson. Nous serions heureux que MM. Perot et Fabry veuillent bien vérifier nos observations avec leur appareil de la façon indiquée.

Des considérations analogues sont également applicables aux interférences employées par M. Michelson et divers autres auteurs. Loin de vouloir faire à ces physiciens un reproche de n'avoir pas reconnu avant nous la constitution plus complexe de certaines raies, telles que la raie verte du mercure, nous avons au contraire toujours admiré la sagacité et la perspicacité dont M. Michelson a fait preuve en arrivant à obtenir des résultats surprenants avec l'interféromètre. Nous avons insisté aussi sur le progrès réalisé par l'application de la lame argentée de MM. Perot et Fabry (1), en comparaison des résultats de Michelson.

Les appareils qui réunissent à un pouvoir résolvant élevé une « visibilité » d'une grande valeur sont donc seuls capables dans l'avenir de fournir d'une manière directe et non équivoque de nouveaux renseignements sur le nombre des ondes séparées ou des satellites renfermés dans une source de lumière. Selon notre opinion, ces appareils sont les suivants : le réseau à échelons de Michelson, notre spectroscope d'interférence, et le réseau ordinaire. Au sujet du réseau ordinaire, il convient de remarquer que les meilleurs réseaux de Rowland possèdent *théoriquement* un pouvoir résolvant qui se rapproche de celui des appareils d'interférence. Pour un réseau de 80000 traits, par exemple, dans le spectre de troisième ordre, le pouvoir résolvant doit être $\frac{\lambda}{\delta\lambda} = 240000$, et, en réalité, on a déjà reconnu avec le réseau de Rowland des satellites des raies du mercure. Il y a plusieurs années, Michelson (2) a observé de cette manière

(1) O. Lummer et E. Gehrcke, *Ann. d. Phys.*, 4e série, t. X, p. 459 ; 1903.
(2) A. A. Michelson, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXIV, 292 ; 1892.

deux satellites de la raie 546 $\mu\mu$ du mercure. Nous avons également pu reconnaître avec notre réseau plan et notre spectromètre, dont le pouvoir résolutif atteint la seconde d'angle, plusieurs satellites de cette raie et des raies jaunes du mercure (1). Avec un réseau concave excellent, plus récent et à grande distance focale, installé à l'abri des trépidations, MM. Hagenbach et Konen (2) ont même pu récemment observer et photographier une grande série de satellites des raies violettes du mercure.

## II

Nous savions très exactement que les conséquences établies théoriquement par nous ne pouvaient avoir une validité absolue que si les lames planes parallèles employées étaient absolument sans défauts. Tel n'était naturellement pas le cas; un examen des plaques dont nous disposions (sortant des ateliers Hacke, à Berlin, et de Zeiss, à Iéna), fait d'après la méthode imaginée par l'un de nous (3), a montré, au contraire, le long d'un diamètre, des écarts de l'épaisseur optique allant jusqu'à $\frac{\lambda}{4}$. Nous avons cru cependant pouvoir admettre la réelle complication de diverses raies spectrales, conformément à nos observations, en nous fondant sur les raisons suivantes :

1° Nous avons obtenu, conformément à la théorie, une augmentation de la netteté des interférences au fur et à mesure que l'on augmentait la longueur active des lames ;

2° En faisant subir à la lame un mouvement de rotation dans son plan, la netteté de l'apparition des interférences variait, il est vrai, mais son caractère ne changeait pas. La plus grande netteté a toujours été obtenue avec la plaque la plus parfaite;

3° La constitution des images d'interférences varie d'une raie à l'autre, et précisément les deux raies jaunes du mercure, si voisines l'une de l'autre, dénotent une différence dans les phénomènes interférentiels, qui sans doute n'échappera pas à l'attention de MM. Perot et Fabry. Ce fait seul a suffi pour nous rendre une pleine confiance dans l'exactitude de nos observations, chaque fois que nous avons conçu nous-même le même doute que ces physiciens ;

(1) O. Lummer, *Verb. d. Deutsch. Phys. Ges.*, t. III, 95 ; 1901.
(2) A. Hagenbach et H. Konen, *Zeitschrift f. wissenschaftl. Photogr.*, t. I, 342-346 ; 1903.
(3) O. Lummer, *Inaug. Diss. Berlin*, 1884 ; — *Wied. Ann.*, XXIII, 49-84 ; 1884.

4° Deux lames différentes de $0^m,5$ d'épaisseur chacune, provenant de fabriques diverses, permettaient, lorsqu'on se servait de leur meilleur diamètre, d'observer à peu près les mêmes phénomènes et les propriétés caractéristiques de chaque raie. Nous insistons en particulier sur le fait qu'ici encore nous avons observé, pour les raies jaunes du mercure, une constitution différente pour chaque ligne spectrale, mais se répétant avec chacune des lames;

5° Nous avons noté l'existence d'un satellite très mobile dans la raie verte 546 $\mu\mu$ du mercure; chaque fois que la tache lumineuse anodique, très brillante, dansant à la surface du mercure de la lampe, laissait tomber sa lumière sur la fente du collimateur, nous voyions trembler dans l'image d'interférence un satellite assez large. On s'expliquerait bien difficilement que ce tremblement ne se produisit qu'avec un seul satellite, si chaque satellite réel donnait lieu, dans l'image d'interférence, à un système de fausses images.

Nous fondant sur de tels faits, nous pensons pouvoir continuer à considérer nos observations comme exactes, jusqu'à ce que des observations faites à l'aide de lames de verre planes parallèles irréprochables nous aient persuadés du contraire.

---

## RECHERCHES SUR LES CONTACTS IMPARFAITS;

Par M. A. FISCH.

Dans ce résumé des expériences sur les contacts imparfaits que j'ai faites à l'École Polytechnique de Zurich (Laboratoire de M. P. Weiss), j'évite à dessein l'expression de cohéreur qui implique une hypothèse, et je remarque tout d'abord que l'on peut distinguer deux classes de ces appareils :

1° Les tubes à limaille, tubes contenant des vis d'horlogerie ou autres constructions semblables, caractérisées par un grand nombre de contacts;

2° Des appareils comprenant un seul contact ou quelquefois un petit nombre de contacts en série.

J'ai étudié d'abord des appareils de la première espèce analogues à ceux qui sont en usage dans la télégraphie sans fil. J'ai employé un tube à limaille de nickel et quelques tubes remplis de vis d'acier entre deux électrodes de laiton.

Renonçant à l'action difficilement mesurable des ondes, j'ai soumis ces appareils à des forces électromotrices continues ou alternatives. Le tube, dont la résistance initiale est très grande, est excité par une tension électrique appliquée aux électrodes et suffisante pour modifier la résistance. Si l'on mesure ensuite la résistance, l'on constate qu'elle a diminué un peu. Par un choc l'appareil est ramené à l'état initial et la même opération est répétée plusieurs fois. Peu à peu on augmente la tension d'excitation, et la résistance diminue de plus en plus.

Si nous portons en abscisses les tensions d'excitation et en ordonnées les résistances, nous obtenons une courbe caractéristique de l'appareil. Un assez grand nombre de ces courbes a été relevé pour chaque tube, en employant pour l'excitation du courant continu et du courant alternatif. Enfin on a tiré de toutes ces courbes une courbe moyenne pour chacun des deux modes d'excitation.

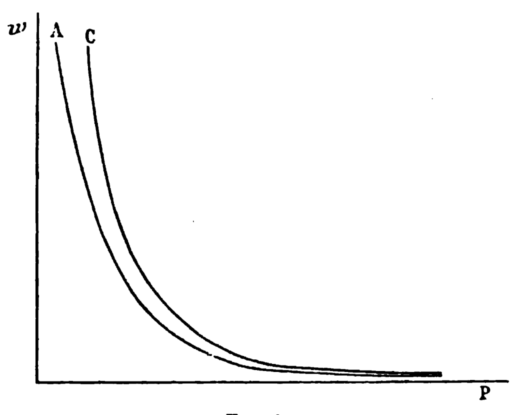



Fig. 1.

La *fig.* 1 donne les deux courbes pour un tube à vis d'acier. C signifie courant continu, A courant alternatif.

On voit que la modification produite par le courant alternatif est plus profonde à force électromotrice efficace égale et que la diminution de la résistance commence plus tôt.

L'étude des contacts de la deuxième classe est beaucoup plus intéressante, parce qu'ils fonctionnent plus régulièrement, et les résultats sont assez nets. Il est permis d'espérer qu'ils fourniront quelques éclaircissements sur la nature du phénomène.

Supposons que l'appareil se compose de deux surfaces sphériques qui se touchent avec une pression légère. Si on intercale ce contact dans un circuit électrique et que l'on mesure sa résistance, en observant, par exemple, la tension aux bornes de l'appareil et l'intensité du courant, on trouvera une valeur relativement grande. Celle-ci est très variable; elle dépend de la pression des deux surfaces en contact, du degré d'oxydation des surfaces, etc. En général on peut admettre qu'il existe une couche quelconque de faible conductibilité entre les surfaces métalliques. Si on augmente peu à peu l'intensité du courant, on observe que la résistance diminue de plus en plus jusqu'à une valeur très petite. Guthe et Trowbridge [1] ont trouvé que la diminution a lieu de telle façon que la tension ne dépasse pas une certaine valeur P, qu'ils appellent la tension critique.

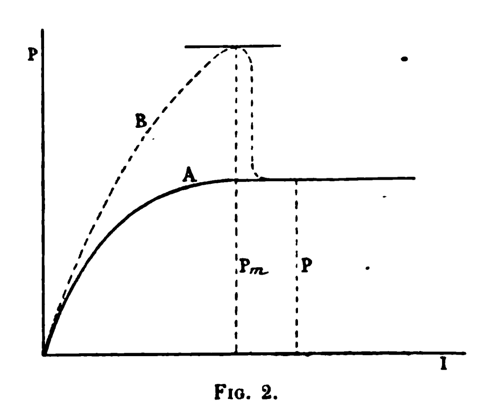



Fig. 2.

En portant en abscisses l'intensité du courant et en ordonnées la tension, on obtient la courbe caractéristique A dans la *fig.* 2. La valeur critique est constante et ne dépend que de la matière du contact. Par exemple les tensions critiques ont les valeurs :

| | |
|---|---|
| Fer ou acier... | $0^v,23$ |
| Cuivre........ | $0^v,17$ |
| Plomb........ | $0^v,13$ |

Dans un travail plus récent, Robinson [2] trouve que la tension peut atteindre des valeurs beaucoup plus grandes que P; mais à un

(1) Guthe et Trowbridge, *Phys. Rev.*, II; 1900.
(2) Robinson, *Annalen der Physik*, 11; 1903.

certain moment il y a tout à coup chute de la tension jusqu'à la valeur critique. B montre la forme d'une courbe caractéristique de cette espèce. Robinson considère le maximum $P_m$ de la tension comme valeur critique, et il appelle la valeur P la tension d'équilibre. La valeur $P_m$ est une grandeur très variable ; elle dépend entre autres conditions du degré d'oxydation des surfaces en contact imparfait.

J'ai vérifié et étendu ces recherches avec deux surfaces sphériques d'acier, montées sur une petite machine à diviser permettant de régler très soigneusement le contact.

J'ai trouvé que les courbes caractéristiques ont tantôt la forme A, tantôt la forme B. Quand on fait croître très lentement et régulièrement l'intensité du courant, on a des chances d'obtenir la forme B. En ce cas, le maximum de la tension s'élève d'autant plus que les surfaces sont plus oxydées. Il semble que la forme B s'explique par un phénomène de faux équilibre. En tout cas cet effet n'est pas une partie essentielle du phénomène à étudier.

La tension reste constante dans un certain intervalle d'intensité ; mais ensuite elle commence à augmenter. Les courbes caractéristiques complètes ont par conséquent la forme représentée dans la *fig.* 3.

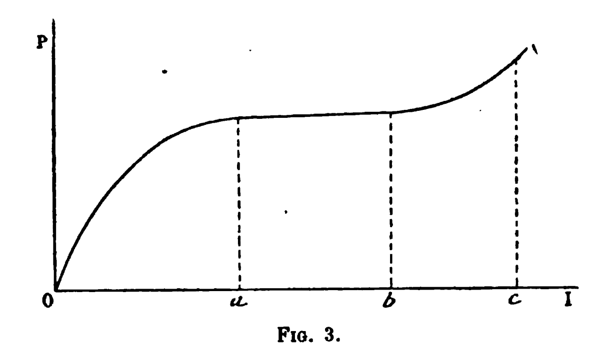



Fig. 3.

On peut distinguer dans ces courbes trois parties :

1° La tension augmente jusqu'à la valeur critique (ou valeur d'équilibre) [O*a*] ;

2° La tension reste constante [*ab*] ;

3° La tension augmente de nouveau [*bc*].

Quand on mesure dans la partie O*a* la résistance par un courant faible, on trouve que la diminution est presque disparue, c'est-à-dire

que la résistance a repris la valeur initiale. Mais, en faisant la même opération dans les autres parties des courbes, la résistance s'abaisse davantage.

Je reproduis ici, à titre d'exemple, une des nombreuses séries de mesure :

| I | P | R | I | P | R | I | P | R |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0,00145 | 0,2445 | 168,6 | 0,01388 | 0,1992 | 14,4 | 0,1455 | 0,2199 | 1,51 |
| 0,00210 | 0,3011 | 143,4 | 0,01500 | 0,2033 | 13,6 | 0,317 | 0,2597 | 0,819 |
| 0,00320 | 0,3736 | 116,8 | 0,0197 | 0,2931 | 10,3 | 0,432 | 0,2730 | 0,632 |
| 0,00409 | 0,4138 | 101,2 | 0,0305 | 0,1992 | 6,53 | 0,560 | 0,2871 | 0,513 |
| 0,00505 | 0,4408 | 87,3 | 0,0416 | 0,2000 | 4,81 | 0,605 | 0,2997 | 0,495 |
| | | | 0,0512 | 0,2083 | 4,07 | 0,760 | 0,3385 | 0,445 |
| 0,00616 | 0,2199 | 35,7 | 0,0612 | 0,2094 | 3,42 | 0,87 | 5,3594 | 0,413 |
| 0,00707 | 0,2376 | 33,6 | 0,0768 | 0,2186 | 2,85 | 1,07 | 0,4012 | 0,375 |
| 0,00842 | 0,2370 | 28,1 | 0,0926 | 0,2158 | 2,33 | 3,63 | 0,4992 | 0,138 |
| 0,00982 | 0,2354 | 24,0 | 0,1088 | 0,2138 | 1,96 | 4,65 | 0,5846 | 0,126 |
| 0,01190 | 0,2184 | 18,4 | 0,1309 | 0,2152 | 1,64 | | | |

$P_m = 0{,}44$ (l'oxydation des surfaces est assez forte).

J'ai aussi réussi à obtenir le phénomène en remplaçant l'air ambiant par des liquides isolants. Les liquides étaient : le pétrole, l'huile de térébenthine, l'alcool, l'eau distillée, l'huile de paraffine et la glycérine.

Les valeurs critiques ainsi obtenues sont :

| | |
|---|---|
| Pétrole ............... | 0v,222 |
| Huile de térébenthine.. | 0 ,209 |
| Alcool................. | 0 ,205 |
| Eau distillée.......... | 0 ,199 |
| Huile de paraffine...... | 0 ,299 |
| Glycérine ............. | 0 ,785 |

Les valeurs pour le pétrole, l'huile de térébenthine, l'alcool et l'eau ne diffèrent guère entre elles; elles diminuent un peu en même temps que la conductibilité des liquides augmente.

Les valeurs pour l'huile de paraffine et la glycérine sont très grandes ; on peut présumer que ce fait est dû à la viscosité de ces deux liquides.

Plusieurs auteurs ont observé avec l'eau comme couche de séparation un effet anormal (augmentation de la résistance). Je crois que des circonstances accessoires ont produit cette anomalie. Mes expériences conduisent à un effet normal pour l'eau comme pour les autres liquides.

---

## EXPÉRIENCES DE MM. OSTWALD ET GROS SUR LA PHOTOGRAPHIE PAR CATALYSE (CATATYPIE);

Par M. Victor HENRI (1).

Les expériences de MM. Ostwald et Gros ont un double intérêt : théorique et pratique. Au point de vue théorique, ces expériences montrent que des réactions catalytiques peuvent être limitées seulement au point où se trouve le catalysateur ; elles permettent en plus de présenter sous une forme très simple et en même temps élégante des exemples de différentes sortes de réactions catalytiques. Au point de vue pratique, ces expériences ont conduit à toute une série de procédés nouveaux permettant de tirer des épreuves photographiques très rapidement sans avoir recours à la lumière.

Les recherches publiées par Ostwald et ses élèves sur les réactions catalytiques ont montré que tous les métaux employés en photographie (Ag, Fe, Pt, Mn, Co, etc.) sont des catalysateurs intenses. En particulier ces métaux décomposent l'eau oxygénée avec une vitesse qui dépend directement de la quantité du catalysateur; de même des réactions d'oxydation sont accélérées par ces métaux. Sur cette propriété sont fondés les deux procédés principaux employés par les auteurs.

1° *Catalyse directe.* — Soit une réaction colorée quelconque qui est accélérée par l'un des métaux employés en photographie, par exemple le platine; on pourra se servir de cette réaction pour tirer une épreuve photographique en partant d'un cliché au platine. Il suffira de tremper du papier ordinaire dans la solution des corps de la réaction et puis on appliquera ce papier contre le cliché au platine ; aux endroits où se trouve le platine, la réaction se produira, et elle se produira d'autant plus rapidement que la quantité de platine est plus grande. Donc, en partant d'un positif, on obtiendra un positif. Comme exemple, les auteurs donnent la réaction entre le bromate de potassium et le pyrogallol, qui est accélérée par le platine. Pour plus de commodité, il faut prendre un positif au platine sur papier. Les solutions doivent être concentrées et la durée de contact de dix minutes environ.

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 4 décembre 1903.

Il y aurait certainement lieu de chercher d'autres réactions qui puissent être plus rapides et donner des couleurs plus variées que la réaction précédente.

2° *Catalyse indirecte.* — On se sert de la décomposition de l'eau oxygénée par le platine et de la propriété de l'eau oxygénée de pouvoir se fixer sur la gélatine. Le mode opératoire est extrêmement simple et ne demande aucune technique spéciale : On verse sur un négatif au platine sur papier une solution d'eau oxygénée pure dans l'éther ; on agite le négatif à l'air de façon que l'éther soit bien évaporé. Sur ce négatif « oxygéné », on applique dans un châssis une feuille de papier gélatiné ordinaire, on laisse le contact pendant cinq à dix secondes, on retire ce papier gélatiné et on le plonge dans une solution de sel de manganèse additionnée d'ammoniaque et de chlorhydrate d'ammoniaque. On voit se former immédiatement une image brune positive très nette; il suffit alors de laver et dessécher. On obtient ainsi en quelques secondes une épreuve positive au bioxyde de manganèse. Le même négatif oxygéné peut servir une dizaine de fois, après quoi il faut de nouveau verser la solution éthérée d'eau oxygénée.

Le principe de cette méthode est extrêmement simple : l'eau oxygénée versée sur le négatif est décomposée aux endroits où se trouve le platine et dans la mesure qui correspond à la quantité de platine. En appliquant le papier gélatiné contre ce négatif oxygéné, l'eau oxygénée se fixe sur la gélatine, de sorte que l'on obtient une épreuve en eau oxygénée sur gélatine ; et cette eau oxygénée ainsi fixée sur la gélatine peut oxyder le sel de manganèse. Il est évident que l'on peut employer cette épreuve pour oxyder un autre sel quelconque, par exemple un sel de fer, et obtenir ainsi une épreuve en sel ferrique, qui peut être colorée par les procédés connus.

L'épreuve au manganèse est de couleur brune; mais il est très facile de la colorer en employant les procédés décrits par différents auteurs (Lumière, etc...). On peut par exemple, ainsi que le font MM. Ostwald et Gros, se servir de solutions acides ou alcalines de chlorhydrate d'aniline, qui donnent des tons verts, bleus, violets et roses absolument durables.

---

## FOCOMÈTRE. — BANC D'OPTIQUE DE CONSTRUCTION ÉCONOMIQUE ;

Par M. A. CHAMPIGNY (1).

*Objet.* — Les focomètres et bancs d'optique des cabinets de physique sont des appareils soignés et de construction précise; mais leur prix élevé les rend inaccessibles aux petits laboratoires et aux constructeurs d'instruments d'optique. — On peut réduire les frais de construction de ces appareils en les simplifiant, et sans que, dans bien des cas, ils rendent de moindres services, et que la précision des mesures en soit diminuée.

*Description* (*fig.* 1). — Le focomètre-banc d'optique est porté par une base triangulaire, sur laquelle il peut être disposé, soit verticalement, soit horizontalement, par l'intermédiaire d'une colonne; il comprend, comme les appareils similaires, une règle avec supports cursifs faits ici en bois dur; ces supports reçoivent les verres et pièces diverses préalablement fixés sur des rondelles métalliques perforées. Les verres sont simplement collés sur ces rondelles avec interposition de papier.

Le support le plus voisin de l'œil reçoit une loupe mise au point sur un micromètre, dont les traits extrêmes sont distants de 4 millimètres, et qui, gravés sur un verre blanc translucide en forme de demi-cercle, n'occupent qu'une moitié du champ de la loupe; la seconde moitié du champ sert à observer une image juxtaposée à ce micromètre et dont les traits devront avoir le même espacement. — Il y a en plus une glace plane argentée, et trois verres blancs gravés chacun de deux traits parallèles, aux espacements de 6, 12 et 18 millimètres, le verre employé dans un cas donné étant appelé micromètre inférieur.

*Mesure de la focale d'une lentille ou d'un système de lentilles convergent ou divergent, et mesure du rayon de courbure d'une surface sphérique.* — Les méthodes à employer pour la mesure de la focale d'une lentille ou d'un système de lentilles convergent ou divergent, focale qui doit être comptée à partir du point nodal, peuvent être toutes celles qui sont décrites dans les traités de physique. Il me paraît avantageux de procéder comme ci-après, et c'est à cela que

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 20 novembre 1903.

servent les verres dont les traits sont aux écartements 6, 12, 18 millimètres ; une première opération donne la position du plan focal, et une seconde opération, celle d'un foyer secondaire, d'où on déduit la position du point nodal et la grandeur de la focale. — La mesure d'un rayon de courbure se fait d'une manière simple.

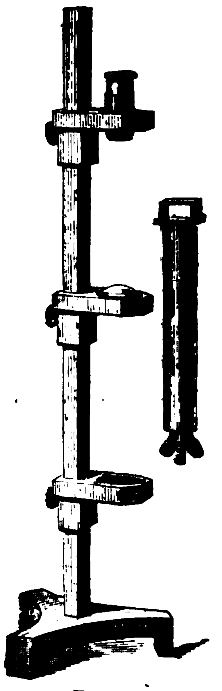


Fig. 1.

Toute mesure comporte d'abord la formation, dans le plan du micromètre de loupe, d'une image qui doit présenter les trois caractères : de bonne netteté, de grandeur déterminée et de coïncidence sans parallaxe de ses traits avec ceux du micromètre de loupe. — Ce dernier caractère, très sensible, est susceptible de donner une grande précision ; la coïncidence des traits, malgré les déplacements de l'œil, ne subsiste, en effet, que si l'image est bien formée dans le plan du micromètre de la loupe.

Il faut ensuite mesurer la distance qui sépare le micromètre de loupe, ou bien un micromètre inférieur, de la surface la plus voisine du verre du système étudié. On le fait commodément au

moyen de jauges (bandes de carton ou règles plates, taillées en sifflets à leurs extrémités, et, pour les faibles focales, compas à pointes courbées en dehors), jauges que l'on présente ensuite devant une échelle graduée, ou entre les méplats d'un palmer.

Voyons les divers cas qui peuvent se présenter.

1° LENTILLE CONVERGENTE, OU SYSTÈME CONVERGENT (*fig.* 2, 1° et 2°).

*Position du point focal* (*fig.* 2, 1°). — On dispose au-dessous de la loupe, sur un support cursif, une glace plane argentée, et sur celle-ci la lentille ou le système à étudier; on éloigne peu à peu de la loupe le support cursif jusqu'à voir apparaître dans le demi-champ laissé libre par le micromètre une image symétrique, de même grandeur et à coïncidence de traits sans parallaxe ; la juxtaposition de l'image et du micromètre est obtenue par déplacement à la main de la lentille sur le plan du miroir. Le micromètre est ainsi dans le plan focal de la lentille ou système, et cela comme conséquence du retour au point de centre, par réflexion sur le miroir, du pinceau lumineux qui émane de ce point.

On mesure avec une jauge la distance $a$ du plan focal à la surface la plus voisine de la lentille.

*Position du point nodal, et détermination de la focale* (*fig.* 2, 2°). — On enlève le miroir, on place la lentille sur le support cursif, par l'intermédiaire d'une rondelle perforée, et sur un support placé en dessous on dispose le micromètre dit inférieur à traits distants de 6 millimètres. On met la lentille à la distance $2a$ environ du micromètre de la loupe, et on déplace le support du micromètre inférieur jusqu'à obtenir une image de celui-ci nettement visible. Cette image n'aura pas tout d'abord la largeur de 4 millimètres; elle est moindre si la lentille est trop près de la loupe, et plus grande si elle en est trop éloignée.

D'après cela, et par essais successifs, on arrivera à former une image sous-tendant exactement 4 millimètres à la loupe. Les focales conjuguées du micromètre inférieur et de son image dans le plan du micromètre de la loupe, comptées à partir des points nodaux, et liées par les relations $\frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} = \frac{1}{f}$ et $\frac{p_1}{p_2} = \frac{4}{6}$, auront alors comme grandeurs respectives :

$$p_1 = \frac{5}{3} f, \qquad p_2 = \frac{5}{2} f.$$

On mesurera avec une jauge la distance $b$ qui sépare le micromètre de loupe de la même surface de la lentille que dans l'opération 1°.

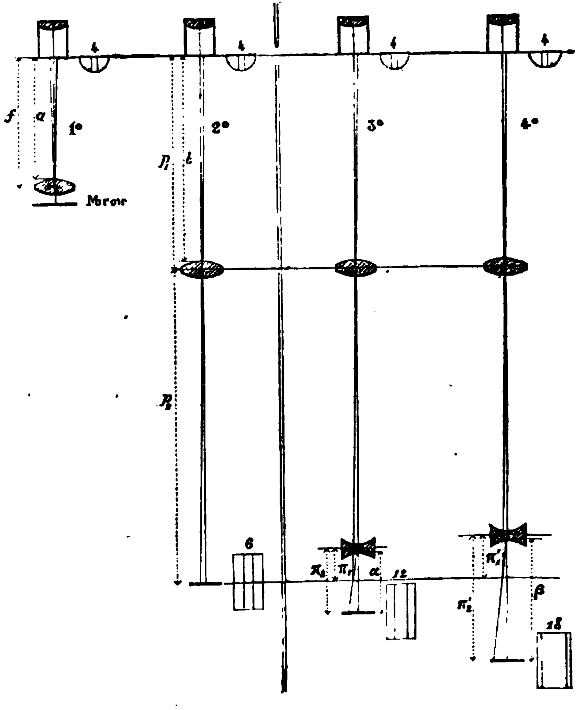



Fig. 2.

Cette distance $b$ a pour grandeur :

$$p_1 - e = \frac{5}{3} f - e,$$

$e$ étant l'écartement de la surface considérée de la lentille au point nodal. L'opération 1° avait donné un nombre $a$, distance du plan focal à la même surface, égal par conséquent à : $f - e$. On a donc :

$$b - a = \frac{5}{3} f - f = \frac{2}{3} f, \qquad \text{et} \qquad f = (b - a) \times \frac{3}{2}.$$

En résumé, on connaît les positions du plan focal et du point nodal, et la grandeur de la focale.

Remarquons qu'il paraîtrait plus simple d'obtenir un nombre $b$ égal à $2f - e$, d'où il résulterait : $f = b - a$, et cela au moyen d'un micromètre inférieur, qui aurait même grandeur que le micromètre de loupe. On constate que dans ce cas la mesure de $b$ présente une grande incertitude. La raison mathématique en est que, pour $p_1$ voisin de $p_2$, on a $p_1 + p_2 = C^{te}$, si bien qu'alors la lentille peut être déplacée notablement entre les deux micromètres, sans que la coïncidence des traits sans parallaxe en paraisse altérée.

2° SURFACE SPHÉRIQUE CONCAVE ; MESURE DE SON RAYON DE COURBURE.

On adopte la disposition 1° de la *fig.* 2, le verre sphérique, rendu réfléchissant par argenture, étant placé sur un support au-dessous de la loupe. On l'éloigne peu à peu de la loupe, jusqu'à obtenir une image du micromètre symétrique de celui-ci, et de même grandeur. Quand il en est ainsi, le centre du micromètre coïncide avec le centre de la surface sphérique. Une mesure à la jauge donne directement le rayon de courbure.

3° LENTILLE DIVERGENTE, OU SYSTÈME DIVERGENT (*fig.* 2, 3° et 4°).

Un objet réel, placé par delà une lentille divergente, donne de lui-même une image virtuelle, réduite de moitié si l'objet est dans le plan focal, et réduite au tiers s'il est à la distance de deux focales, ainsi que cela résulte de la formule des foyers conjugués :

$$\frac{1}{\pi_1} - \frac{1}{\pi_2} = \frac{1}{\varphi}.$$

Donc un micromètre à traits espacés de 12 millimètres donnera une image de 6 millimètres s'il est dans le plan focal, et un micromètre à traits distants de 18 millimètres donnera également une image de 6 millimètres, étant placé à la distance de deux focales.

Ces images virtuelles, se substituant au micromètre réel de la disposition 2° de la figure, peuvent être observées avec la loupe et y seront vues sous la grandeur apparente de 4 millimètres, si on a exactement, au 3° de la figure, $\pi_2 = \varphi$, et au 4° de la figure, $\pi_2' = 2\varphi$. Les déterminations de la position du plan focal et du point nodal et de la grandeur de la focale se feront donc comme il suit, en conser-

vant à la lentille convergente auxiliaire du 2° la position qu'elle y occupe.

*Position du plan focal* (*fig.* 2, 3°). — La distance du plan focal à la surface la plus voisine du verre ou système étudié est : $\alpha = \varphi - \varepsilon$ ; on mesure cette distance $\alpha$ avec une jauge.

*Position du point nodal, et grandeur de la focale* (*fig.* 2, 4°). — On mesurera avec une jauge la distance $\beta$ égale à $2\varphi - \varepsilon$. La grandeur de la focale est : $\varphi = \beta - \alpha$ ; on en déduit la position du point nodal.

L'essai d'une grandeur déterminée de $\alpha$ ou de $\beta$ se fera en plaçant le micromètre inférieur à un écartement fixe de la lentille divergente, puis déplaçant l'ensemble de manière à obtenir à la loupe une image nette. Si l'image est plus petite que 4 millimètres, il faut rapprocher le micromètre de la lentille, l'éloigner dans le cas contraire, jusqu'à avoir exactement 4 millimètres à la loupe. On évite ainsi les tâtonnements.

### 4° SURFACE SPHÉRIQUE CONVEXE ; MESURE DE SON RAYON DE COURBURE.

On part de la disposition 2° de la *fig.* 2, et on mesure avec une jauge la distance qui sépare le micromètre inférieur de la lentille convergente. Sur le support qui recevait ce micromètre, on dispose le verre à surface convexe, après l'avoir argenté ; on déplace ce support jusqu'à voir dans la loupe une image de son propre micromètre, symétrique de celui-ci et de même grandeur. Le centre de la surface sphérique occupe ainsi la position qu'avait précédemment le centre du micromètre inférieur ; on mesure avec une seconde jauge la distance du verre à la lentille convergente. La différence de longueur des deux jauges donne le rayon de la sphère.

*Soins à prendre dans les mesures.* — La condition de coïncidence sans parallaxe des traits de l'image avec ceux du micromètre de la loupe est de rigueur ; la coïncidence doit subsister malgré les déplacements de l'œil.

Lorsque l'image est celle du micromètre même de la loupe, formée par réflexion sur une surface miroitante plane ou sphérique, il faut éclairer fortement ce micromètre au moyen du miroir spécial placé en dessous, et éviter toute lumière anormale.

Le centrage des verres, qui est obtenu par déplacement à la main

de la rondelle porte-verre sur une première rondelle de support, doit être exact ; on s'en assure en regardant à la loupe le trou du centre d'une rondelle placée en dessous, à une distance telle que le verre considéré en donne une image nette.

Les déplacements des verres sur le plan des supports, et des supports le long de la règle, doivent être, vers la fin de la mesure, obtenus par mouvements très lents.

Enfin le parachèvement de la coïncidence des traits peut être rendu très précis en utilisant le léger pivotement que les supports peuvent recevoir autour de l'axe de la vis qui les fixe, lorsque celle-ci n'est que faiblement serrée.

---

## DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK;

Vol. XII, n° 13 ; 1903.

G. BARLOW. — Ueber die galvanomagnetischen und thermomagnetischen Effekte in Antimon und Wismut (Effets galvano et thermomagnétiques dans l'antimoine et dans le bismuth). — P. 897-932.

L'inversion de sens du phénomène thermomagnétique signalée par Yamaguchi est due à des impuretés, probablement du fer et du zinc contenus dans l'échantillon. La présence de ces impuretés est décelée par l'étude du coefficient de température de la résistance de cet échantillon (Lenard).

Dans l'antimoine, l'effet Hall croît très peu quand la température s'abaisse : le coefficient de température diminue nettement, et l'effet atteindrait sans doute un maximum à une température inférieure à celle de l'air liquide.

L'effet thermomagnétique transversal est en réalité plus grand que ne l'a trouvé Nernst : ce qui tient au moins pour une part à ce que Nernst ne tenait pas compte de la déviation des isothermes, qu'il découvrit plus tard.

L'effet galvanomagnétique transversal sur la température est très faible.

La déviation des isothermes est à peu près proportionnelle à l'intensité du champ.

Il ne paraît pas exister d'effet thermomagnétique longitudinal, même aux températures très basses.

*Bismuth à la température ordinaire.* — L'effet Hall diminue quand le champ augmente; on ne constate aucune dissymétrie quand on change le sens du champ.

L'effet galvanomagnétique transversal sur la température a été observé dans un champ de 10000 gauss.

L'effet thermomagnétique transversal croît avec l'intensité du champ et conserve le même signe jusque dans un champ de 88 gauss, le plus faible qui ait été employé.

La rotation des isothermes du bismuth pur est de sens contraire à celui qui a été trouvé par Yamaguchi.

La rotation des lignes équipotentielles paraît tendre vers une limite, voisine de 9° quand le champ augmente.

L'effet thermomagnétique longitudinal a la valeur et le sens trouvés par Lownds.

La variation de la résistance est pratiquement indépendante de la direction du champ : l'effet thermomagnétique longitudinal est à peu près moitié moins grand dans un champ longitudinal que dans un champ transversal (¹).

*Méthode de compensation.* — Une lame rectangulaire est traversée simultanément par un courant électrique et un courant calorifique. Soit $i$ la densité du courant électrique supposée uniforme, $\theta$ la température, $g = -\frac{d\theta}{d\lambda}$ le gradient de la température dans une section AB, normale à la longueur de la lame, supposés également constants sur toute l'étendue de cette section. Dans le champ magnétique H se produit une force électromotrice entre les électrodes AB, due au phénomène de Hall et à l'effet thermomagnétique transversal :

$$e = m\beta g + r\beta i,$$

$\beta$ étant la largeur AB de la lame.

En faisant varier l'intensité du courant, on peut réaliser la condition :

$$e = m\beta g + r\beta i = 0,$$

d'où :

$$\frac{m}{r} = -\frac{i}{g},$$

ce qui permet de déterminer $\frac{m}{r}$ par la mesure directe de $i$ et de $g$.

En faisant varier H, on verra si la compensation subsiste.

(¹) Cf. Grimaldi, *J. de Phys.*, 2ᵉ série, t. VI, p. 369; 1887.

c'est-à-dire si $m$ et $r$ varient suivant la même fonction du champ.

Par un procédé analogue, on peut compenser les deux effets de température transversaux ou la variation de résistance par l'effet thermomagnétique longitudinal.

En vérité, il n'est pas certain qu'il y ait simplement superposition des phénomènes, par suite des effets Thomson.

Dans l'antimoine, la compensation des deux premiers effets se maintient dans tous les champs jusqu'à H = 11000. Dans le bismuth, l'inversion du champ provoque des effets de dissymétrie qui troublent les mesures; cependant il semble que $\frac{m}{r}$ soit fonction du champ, l'effet thermomagnétique croissant plus rapidement que l'effet Hall.

Il est impossible de réaliser la compensation des effets transversaux dans l'antimoine: elle a pu l'être dans le bismuth, mais sans doute par suite de circonstances exceptionnelles.

La compensation des effets longitudinaux subsiste dans les champs faibles jusqu'à H = 2000.

Dans le fer, l'effet Hall peut être suivi jusqu'à H = 25000; la saturation se manifeste comme dans les pellicules de Kundt.

Dans le zinc, les effets thermomagnétiques sont si faibles qu'ils échappent à l'observation.

Dans le cuivre pur ou dans le cuivre ordinaire, l'effet a le même caractère, comme l'ont trouvé Nernst et V. Ettingshausen.

Dans la manganine et le constantan, aucun effet n'a pu être décelé.

M. Lamotte.

L. HERMANN. — Ueber elektrische Wellen in Systemen von hoher Kapacität und Selbstinduktion (Ondes électriques dans les systèmes dont la capacité et la self-induction sont considérables). — P. 932-964.

Les nerfs peuvent être considérés au point de vue électrique comme des câbles formés de deux couches concentriques, dont les sections terminales sont susceptibles de se polariser et qui possèdent une certaine self-induction.

La propagation de l'électricité dans ces nerfs serait représentée par l'équation différentielle :

$$\frac{d^2\varepsilon}{dt^2} + \frac{R}{L}\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{CL}\frac{d^2\varepsilon}{dx^2},$$

où $\varepsilon$ désigne la force électromotrice au point $x$ (en prenant comme

axe des abscisses l'axe de la fibre nerveuse), R la résistance électrique, c la capacité, L la self-induction rapportées à l'unité de longueur.

On peut réaliser un système électrique jouissant de propriétés analogues à celles du nerf par différents dispositifs.

Par exemple, on peut tendre un fil de métal suivant l'axe d'un tube de verre rempli d'une dissolution de sel métallique. Une perturbation électrique ne se transmet pas au delà d'un point où la colonne liquide ou le fil de métal est interrompu, de même que l'excitation nerveuse est arrêtée par une cellule morte. Par contre, il n'est pas nécessaire qu'il y ait contact en tout point entre le fil et l'électrolyte. Au lieu de réunir les points d'excitation aux deux extrémités du fil, on peut réunir l'un seulement au fil et l'autre à la gaine liquide.

Ce système ne possède pas de self-induction appréciable. On introduira une self-induction en intercalant sur le fil des bobines à noyau de fer doux. En définitive, on arrivera au système représenté par la *fig.* 1. Les éléments polarisables sont remplacés par les électromètres capillaires K.

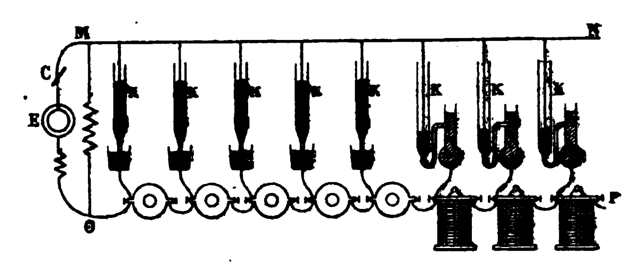


FIG. 1.

Si on établit entre les points M et O une différence de potentiel, les électromètres subissent une dépression, qui diminue à mesure que l'on s'éloigne davantage de M ; cependant les différences restent assez faibles. Une interruption du conducteur MN ou du conducteur OP supprime la dépression de tous les électromètres situés au delà.

Lorsqu'on intercale entre deux bobines ou entre deux des points sur MN une résistance de 0,1 ou 0,2 mégohm, la différence de dépressions observées sur les divers électromètres devient plus marquée, et cette dépression devient même nulle pour les électromètres les plus éloignés quand la différence de potentiel n'est pas grande.

On reconnaît en même temps que la dépression s'établit d'autant plus lentement que l'électromètre est plus éloigné.

Pour déterminer la loi de propagation d'une perturbation électrique dans le système, on enregistre par la photographie les déplacements du ménisque dans deux électromètres capillaires placés vers ses extrémités.

L'auteur a étudié la propagation, dans le système décrit ci-dessus, de diverses perturbations électriques : rupture simple du circuit, ouverture simple ; on constate seulement que la perturbation se propage avec une vitesse finie : en faisant usage de la décharge d'un condensateur, on observe que la propagation se fait sous forme d'onde. Cette onde se propage d'autant plus lentement que la self-induction est plus faible. Quand les bobines sont supprimées, les deux courbes A et B obtenues au départ et à l'arrivée sont identiques.

En supprimant la capacité de polarisation par la mise hors circuit des électromètres intermédiaires, la formè ondulatoire disparaît : les deux courbes A et B sont identiques. En laissant la moitié des électromètres, on obtient de nouveau une courbe ondulée : la vitesse de propagation augmente et le décrément des oscillations diminue. Quand on substitue aux électromètres des résistances de 0,1 à 0,2 mégohm, on n'obtient plus aucun effet en B, par suite de l'amortissement.

Il serait difficile de calculer la longueur d'onde, parce qu'on ne connaît guère la capacité des électromètres, qui d'ailleurs est variable. Mais, en remplaçant les électromètres par des condensateurs, le calcul devient possible. Les valeurs ainsi trouvées concordent d'une manière très satisfaisante avec celles qui se déduisent des mesures.

Quand la force électromotrice employée dépasse celle qui correspond au maximum de polarisation, du gaz se dégage sur le ménisque ; mais ce dégagement ne se produit que dans les premiers électromètres ; au delà, la force électromotrice devient trop faible.

M. Lamotte.

R. LINDEMANN. — Ueber die Wärmewirkungen oszillatorischer Kondensatorentladungen imprimären und sekundaren Kreise (Effets calorifiques des décharges oscillantes d'un condensateur dans le circuit primaire et le circuit secondaire). — P. 1012-1050.

Le dispositif est une simplification de celui de Tesla. L'une des armatures d'une batterie de bouteilles de Leyde est reliée à l'un des

pôles d'un exploseur. L'autre armature communique avec l'autre pôle de l'exploseur et avec le sol par l'intermédiaire de la bobine primaire d'un transformateur de Tesla.

A l'aide d'un bolomètre construit sur le modèle de celui de Rubens et Paalzow, on mesure la quantité de chaleur dégagée par la décharge dans le circuit primaire quand le secondaire est enlevé, puis la chaleur dégagée dans le secondaire. On répète les mesures pour différentes valeurs de la différence de potentiel entre les armatures du condensateur, de la capacité de celui-ci et de la résistance du circuit.

Les mesures effectuées dans le circuit secondaire ont pour but de déterminer la quantité d'énergie dépensée par l'étincelle, en considérant cette quantité comme la différence entre l'énergie totale de la décharge et celle qui est dégagée sous forme de chaleur dans le circuit. En admettant que la chaleur dégagée dans une portion du circuit soit proportionnelle à la résistance de cette portion, on peut définir ainsi une résistance moyenne de l'étincelle. L'énergie de l'étincelle ainsi définie est bien différente de l'énergie calorifique, qui a été mesurée à plusieurs reprises. En effet, une partie notable en est dépensée sous forme autre que la forme calorifique : sous forme de mouvement du gaz, de son, de pulvérisation des électrodes, etc.

D'après les expériences de Duddell, l'arc électrique possède une résistance inductive tant que la fréquence n'atteint pas une certaine limite ; au delà, il se comporte comme une résistance sans self-induction. L'étincelle produite par la décharge d'un condensateur peut être considérée comme un arc électrique dans lequel à un courant continu est superposé un courant alternatif de faible intensité, les oscillations du courant ayant une très grande amplitude. Pour cette raison, la fréquence pour laquelle l'étincelle se comporte comme une résistance non inductive sera très faible. A mesure que la période décroît, augmente dans l'étincelle la résistance que le courant doit vaincre en dépensant du travail. C'est à cette fraction que correspond la résistance moyenne définie ci-dessus.

Le travail du courant dépend aussi de l'amortissement qui croît avec la résistance et diminue avec la self-induction.

*Influence de la différence de potentiel.* — Lorsque la différence de potentiel dépasse 5000 volts, l'énergie de l'étincelle croît moins vite que l'énergie totale ; la résistance de l'étincelle diminue donc.

*Influence de la résistance.* — La différence de potentiel et la capacité restant invariables, l'énergie de l'étincelle diminue quand

la résistance du circuit de décharge augmente; par conséquent, la résistance de l'étincelle croît.

*Influence de la capacité.* — Toutes choses égales d'ailleurs, l'énergie de l'étincelle croît comme la racine carrée de la capacité; la résistance de l'étincelle diminue donc quand la capacité augmente. Il en est de même si on fait varier simultanément la différence de potentiel $V_0$ et la capacité C de manière que $CV_0^2$ reste constant.

*Influence de la self-induction.* — L'énergie de l'étincelle et sa résistance par conséquent augmentent un peu quand on accroît la self-induction.

*Circuit secondaire.* — Dans les calculs relatifs au circuit secondaire, on peut se servir de la valeur moyenne de la résistance de l'étincelle telle qu'elle vient d'être définie.

Le calcul et l'expérience fournissent des valeurs de l'énergie dégagée dans le circuit secondaire qui présentent une concordance satisfaisante. M. LAMOTTE.

W. EINTHOVEN. — Ein neues Galvanometer (Nouveau galvanomètre). P. 1059-1072.

Ce galvanomètre utilise directement l'action d'un champ magnétique sur un conducteur rectiligne traversé par le courant.

Le champ magnétique est produit par un électro-aimant entre deux armatures de 12,5 centimètres de hauteur, laissant entre elles un intervalle étroit en forme de fente; l'intensité du champ est de 25 à 30000 gauss.

Le conducteur est une bande étroite et mince d'aluminium, ou mieux un fil de quartz argenté, sa résistance doit être assez grande, de l'ordre de 10000 ohms; en réglant la tension de ce fil, on modifie la sensibilité du galvanomètre.

Les déviations du fil sont observées dans le microscope avec un grossissement de 600 à 650 diamètres, ce qui permet de déceler des courants de $10^{-11}$ ampères. M. LAMOTTE.

C. CHRISTIANSEN. — Kapillarelektrische Bewegungen (Mouvements électro-capillaires). — P. 1072-1079.

*Déformation d'une goutte de mercure immobile.* — La goutte de mercure est plongée dans un électrolyte à travers lequel on peut

faire passer un courant. Le contour de la goutte, primitivement circulaire, se déforme lorsqu'on fait passer le courant. Elle tend à s'allonger en sens inverse du courant, si le mercure est positif vis-à-vis de l'électrolyte (relativement à la couche double). Sur la surface de la goutte, le mercure s'écoule d'une extrémité à l'autre, dans le sens du courant, en entraînant la couche d'électrolyte adjacente.

Si on augmente l'intensité du courant, il se forme une crête sur la surface de la goutte, là où la tension superficielle est maximum, c'est-à-dire là où la polarisation spontanée du mercure et la polarisation électrolytique se compensent. Pour une intensité plus forte encore, la goutte s'étrangle de part et d'autre de la crête, et il s'en sépare une plus petite.

*Mouvements de translation.* — Un index de mercure placé dans un tube fin rempli d'électrolyte, dans lequel circule un courant de faible intensité, tend à se déplacer vers la cathode ou vers l'anode, suivant le signe de la polarisation spontanée du mercure dans l'électrolyte. Si l'intensité du courant augmente, le sens du déplacement peut changer, la polarisation électrolytique devenant plus grande en valeur absolue que la polarisation spontanée.

*Actions chimiques.* — On peut suivre sur ces gouttes de mercure les mouvements et la combinaison des ions provoqués par la différence de tension superficielle.

*Chute de gouttes.* — Les gouttes de mercure tombant à travers un électrolyte que traverse un courant sont déviées de la direction verticale. Cette déviation change de sens avec le courant. Suivant le signe de la polarisation spontanée, les gouttes se portent du côté de l'anode ou du côté de la cathode.

Les amalgames de Zn, K, Na, Ba, Mg, Mn, Cd se portent vers l'anode.

M. LAMOTTE.

K. KÆHLER. — Ueber die durch Wasserfalle erzeugte Leitfähigkeit der Luft (Conductibilité de l'air provoquée par les chutes d'eau). — P. 1119-1142.

L'eau tombe sous forme de jet fin à l'intérieur d'un ballon, au fond duquel elle rencontre soit un disque de cuivre étamé ou un disque de verre, ou la couche d'eau qui recouvre déjà ces disques. L'air électrisé est retiré du ballon par une trompe à eau, ou entraîné par un courant d'air sous pression.

*Eau distillée.* — L'air enlevé au ballon traverse un cylindre de cuivre rempli de coton et relié à un électromètre. L'électromètre accuse une charge négative qui est maximum quand les disques métalliques sont recouverts d'une mince couche d'eau et décroît rapidement dès que l'épaisseur de cette couche augmente.

Les véhicules négatifs se diffusent très vite. Il n'existe pas de véhicules positifs. Pour rechercher ceux-ci, on dispose à la place du filtre de coton un tube de cuivre à l'intérieur duquel se trouvent deux diaphragmes de toile métallique. Le tube et le premier diaphragme compté dans le sens du courant d'air sont reliés au sol ; l'autre est relié à l'électromètre et peut être électrisé. Une électrisation négative de ce diaphragme n'a pas d'influence sur la marche de l'électromètre. Si l'on dispose l'un derrière l'autre le système de diaphragmes et le cylindre rempli de coton, celui-ci ne reçoit jamais de charge positive. Il n'existe donc pas de véhicules positifs dans l'air du ballon.

Une autre expérience vient confirmer ce résultat : la déperdition de l'électricité négative dans cet air est la même que dans l'air ordinaire.

Pour déterminer la vitesse de translation des véhicules, on fait passer l'air électrisé, entraîné par un courant d'air de vitesse connue, à travers un système de deux diaphragmes de toile métallique en communication respectivement avec les deux paires de quadrants de l'électromètre : ils sont électrisés, le premier positivement, le second négativement. La déviation de l'électromètre diminue peu à peu, la charge positive diminuant sous l'action des véhicules négatifs qui rétrogradent. En comparant les déviations observées pour une même vitesse du courant d'air avec et sans le champ électrique, on calcule la vitesse de translation. Cette vitesse est d'environ :

$$4{,}17 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \quad \text{par} \quad \frac{\text{volt}}{\text{cm}}.$$

Ce résultat conduit à attribuer aux véhicules des dimensions du même ordre de grandeur que celles des molécules d'air.

*Dissolutions de sel marin.* — Si on remplace l'eau pure par une dissolution de sel marin, l'air acquiert une électrisation positive. La grandeur de cette électrisation dépend de la nature de la substance sur laquelle se brise le jet de la dissolution.

Les véhicules positifs se diffusent beaucoup moins rapidement que les véhicules négatifs.

Les indications de l'électromètre sont tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre, ce qui fait supposer l'existence simultanée des deux espèces de véhicules. On peut d'ailleurs démontrer directement que l'air électrisé renferme des véhicules positifs et des véhicules négatifs et que ceux-ci sont animés d'une vitesse beaucoup plus grande. Les dimensions d'un véhicule positif seraient environ 100 fois celles d'une molécule d'air : il faut donc le considérer comme un agrégat de molécules.

Les résultats différents de J.-J. Thomson et de Himstedt, qui ont trouvé des véhicules positifs dans l'air électrisé par l'eau ordinaire, s'expliquent sans doute par l'influence des impuretés dissoutes dans l'eau.

M. Lamotte.

F. DOLEZALEKH. — Ueber Präzisions normale der Selbstinduktion (Etalons de self-induction de précision). — P. 1142-1152.

Les étalons de self-induction construits par M. Wien conservent une résistance et une self-induction invariables tant que la fréquence ne dépasse pas 300. Au delà on constate des variations qui croissent avec la fréquence; ces variations sont d'autant plus prononcées que le fil est plus gros.

La résistance de la bobine croît quand la fréquence augmente par suite du changement de répartition des lignes de courant, qui se portent de plus en plus vers la surface du fil. Cet accroissement est d'autant plus grand que la section du fil est plus forte.

La self-induction décroît un peu quand la fréquence augmente : en général la variation devient notable seulement quand le fil est très gros ou la self-induction très considérable.

On remédie à ces inconvénients en employant, au lieu d'un fil massif, un câble formé de plusieurs fils fins isolés l'un de l'autre.

L'influence de la capacité devient considérable aux fréquences élevées ; on ne peut l'éliminer par la construction, mais seulement en tenir compte par le calcul. Un étalon de self-induction doit donc porter la valeur de sa résistance, de sa self-induction et de sa capacité.

M. Lamotte.

**V. GABRITSCHEWSKI et A. BATSCHINSKI. — Zur sprechenden Flamme : An vort an Hrn. Ruhmer (Sur la flamme parlante : réponse à M. Ruhmer). — P. 1169-1172.**

Les auteurs tendent à démontrer que le principe de leur expérience est différent de celui des expériences de M. Ruhmer. Celui-ci emploie un secondaire fermé, tandis que les auteurs font usage d'un circuit ouvert.

M. Lamotte.

**W. van DAM. — Ueber eine einfache Form des Wehneltunterbrechers (Sur une forme simple de l'interrupteur Wehnelt). — P. 1172-1173.**

Pour maintenir le fil de platine et empêcher l'acide sulfurique de pénétrer dans le tube, on peut employer un tube de caoutchouc Para de bonne qualité, qui résiste longtemps à l'action de l'acide.

M. Lamotte.

**L. ZEHNDER. — Bemerkung zu meiner Mitteilung über eine einfache Form des Wehneltunterbrechers (Remarque sur ma note relative à une forme simple de l'interrupteur de Wehnelt). — P. 1174.**

La maison F. Ernecke, de Berlin, a breveté en Allemagne, en Autriche-Hongrie et en Amérique tous les interrupteurs électrolytiques comprenant une grande cathode et une petite anode.

M. Lamotte.

Vol. XIII, n° 1 ; 1904.

**Wilhelm HALLWACHS. — Ueber die Strahlung des Lichtbogens (Sur le rayonnement de l'arc électrique). — P. 38-64.**

On sait que le rayonnement lumineux de l'arc, fourni principalement par le cratère, a une intensité très variable avec la direction. Sans qu'on puisse rien trouver de précis dans la littérature du sujet, il semble que l'opinion courante attribue également au cratère une part importante dans le rayonnement photoélectrique ou ultra-violet,

et admet la nécessité de définir très exactement la direction du rayonnement, dans les recherches sur l'arc lui-même. L'auteur a été conduit à faire une étude approfondie de la question après avoir observé que l'intensité photoélectrique croît beaucoup avec la longueur de l'arc. Ses recherches l'ont amené à conclure que le cratère intervient à peine dans le photorayonnement électrique total, qui appartient surtout à l'arc.

On expose au rayonnement un élément photoélectrique formé d'une plaque de cuivre oxydé (donnant des résultats plus constants que les métaux polis) reliée à un électroscope, et insérée entre une lame de zinc sur laquelle on l'applique et une toile métallique isolée de la lame par quatre petites cales de cire à cacheter; la toile qui reçoit directement la radiation est reliée au pôle + d'une batterie de petits accumulateurs donnant 280 volts, mise au sol par son pôle — ; la plaque de zinc est isolée. On note le temps nécessaire pour que les feuilles acquièrent une divergence toujours la même, temps dont l'inverse peut servir de mesure à l'intensité photoélectrique. L'arc vertical, le charbon + en haut, était alimenté par des accumulateurs, et enfermé dans une caisse permettant d'évacuer les produits de la combustion, qui ont sur les phénomènes une influence fâcheuse. On avait soigneusement réglé la lampe et centré les charbons aussi exactement que possible, afin d'avoir un arc d'une constance suffisante.

Pour étudier la distribution du rayonnement dans l'espace, on s'est servi de deux cellules photoélectriques, installées verticalement à 90 centimètres du centre de l'arc, l'une à 40°, l'autre à 5° au-dessous de l'horizontale ; comme l'effet produit sur un élément dépend à la fois de la plaque et de la cellule, on permutait les plaques relativement aux cellules et les positions des cellules; nous renverrons au mémoire pour les détails du tarage des éléments (détermination du rapport des sensibilités des plaques *dans une même cellule*, et des cellules *relativement à une même plaque*) ; on avait ainsi le moyen de calculer le rapport des durées de charge qu'aurait données une même plaque dans les deux positions et dans des conditions semblables (même état de l'arc). Les intensités correspondantes ont été trouvées les mêmes, tandis que dans ces conditions les intensités du rayonnement visible sont entre elles comme 5 et 1 à peu près. Le cratère ne peut donc avoir qu'une très faible part dans l'émission photoélectrique : on a pu d'ailleurs le vérifier directement, en disposant un des éléments de façon qu'il fût atteint en partie par le rayonnement

du cratère; la durée de charge n'a pas été sensiblement modifiée.

Étudiant ensuite la variation de l'intensité photoélectrique avec le voltage et le courant, on a trouvé qu'à courant constant la durée de charge est sensiblement proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{V - 44,7}}$, V représentant le voltage et 44,7 le voltage limite correspondant à un arc stable; à voltage constant, la durée de charge varie en raison inverse de $i$ — 5,3 (c'est à peu près la même loi que pour l'intensité du rayonnement lumineux au-dessus de 10 ampères). Enfin, si le voltage et le courant varient à la fois, on peut, entre 46 et 70 volts, 15 et 28 ampères, adopter la formule :

$$\tau = \frac{T_0}{i - 5,3}\left(\frac{1}{\sqrt{V - 44,7}} - 0,058\right).$$

On est conduit théoriquement à une formule presque identique en admettant :

1° Que la propriété photoélectrique appartient à des particules émanées du cratère et qui parcourent l'arc en conservant une émission constante;

2° Qu'à leur entrée dans l'arc elles reçoivent une accélération que l'on peut considérer comme sensiblement constante, car dans les limites des expériences le survoltage $V - V_0$ reste à peu près proportionnel à la longueur $l$ de l'arc;

3° Que le nombre de ces particules émanées du cratère est proportionnel, comme le rayonnement visible, à l'excès $i - i_0$ de l'intensité du courant sur une valeur déterminée;

4° Que l'intensité du rayonnement photoélectrique est proportionnelle au nombre des particules et à la durée de leur séjour dans l'arc, que l'on peut considérer comme proportionnelle à la racine carrée du quotient de la longueur de l'arc par l'accélération moyenne.

On a alors en effet :

$$I = C\,(i - i_0)\,\sqrt{V - V_0}.$$

La différence avec la formule peut être expliquée par la courbure de l'arc.

En plaçant tout contre l'arc un écran en mica dont le bord horizontal pouvait se déplacer verticalement, et projetant l'arc sur un écran au moyen d'une lentille placée immédiatement derrière un petit élé-

ment photoélectrique presque linéaire disposé horizontalement, on pouvait masquer progressivement l'arc et mesurer la longueur de la partie masquée. On a reconnu ainsi que l'émission n'est pas uniforme, mais décroît du charbon + au charbon —, c'est-à-dire dans le sens du courant, à peu près suivant la loi :

$$s = c\,(\sqrt{l_e} - \sqrt{l_0}),$$

$l_e$ et $l_0$ étant les distances de l'anode à l'extrémité et à l'origine de la partie non masquée de l'arc. De fait, l'auteur a constaté le même rayonnement pour un arc de 27 millimètres, et les 27 premiers millimètres, à partir du charbon anode, d'un arc de 67 millimètres. Il semble de plus que les vitesses des particules soient plus grandes auprès des électrodes et plus petites au milieu que si l'accélération était uniforme, et que l'effet à la cathode soit plus marqué. On déduit facilement de là une représentation du champ.

L'auteur continue ces recherches, qui ne donnent qu'un premier aperçu de la question. L'anode était toujours un charbon à mèche. On ignore l'origine des particules rayonnantes.

P. Lugol.

R. HARTMANN-KEMPF. — Ueber den Einfluss der Amplitude auf die Tonhöhe und das Dekrement von Stimmgabeln und zungförmigen Stahlfederbändern (Influence de l'amplitude sur la fréquence et le décrément des diapasons et des ressorts d'acier en forme d'anches). — P. 124-162. Avec 3 planches hors texte, reproductions de photographies et courbes. (Extrait d'un travail plus étendu : *Diss. inaug. de Wurtzbourg.*)

On sait depuis longtemps que l'amplitude d'un mouvement vibratoire, quand elle est assez grande, influe très légèrement sur sa période, et la question a été étudiée au point de vue pratique pour l'étalonnage des diapasons ; au point de vue mathématique, par M. Poske (1), F. Heerwagen (2), A. Stefanini (3) et F. Braun (4). L'auteur l'a abordée expérimentalement et théoriquement, non seulement pour le diapason, mais pour des lames d'acier analogues à celles dont on fait les anches, et avec lesquelles la faible section de la région fléchie et l'amortissement par l'air jouent un rôle impor-

(1) *Pogg. Ann.*, CLII, p. 148 ; 1847.
(2) *Mag. Diss. Dorpat*, 1890.
(3) *Atti della reale Academia lucchese*, Lucca, 1889.
(4) *Pogg. Ann.*, CLIII, p. 448 ; 1874.

tant. Les méthodes stroboscopiques directes, possibles avec des diapasons à faible amortissement, deviennent inapplicables avec l'amortissement considérable que l'on obtient quand on arrive aux grandes amplitudes, ou quand on s'adresse aux lames. L'auteur a combiné une ingénieuse méthode d'inscription photographique qui donne lieu à des calculs longs et pénibles quand on veut déduire des clichés les mesures d'amplitude, de période et de décrément, mais qui rachète ces défauts par une exactitude supérieure à celle des autres méthodes. En voici le principe :

Un faisceau lumineux issu d'un trou très petit et vivement éclairé, rendu parallèle par un objectif, tombe sur un petit miroir concave porté par l'extrémité de la lame ou de l'une des branches du diapason étudié, vibrant dans un plan vertical; le faisceau réfléchi est rabattu, par un miroir plan incliné, sur une pellicule photographique enroulée sur un tambour; quand ce dernier est immobile, le foyer du miroir décrit une génératrice du tambour; quand il tourne, le point lumineux trace sur la pellicule une courbe sinueuse à sommets très aigus et branches sensiblement rectilignes. En avant du trou, un diapason électrique de 100 vibrations déplace un disque de verre peint en jaune, sauf une ligne horizontale très fine qui est juste devant le trou quand D est dans sa position de repos. Si ce dernier exécute des vibrations *de même période* que celles que l'on étudie, chaque passage de la fente devant le trou va déterminer un éclair qui produira, au point de la pellicule où la phase du diapason projette en ce moment le foyer du miroir concave, une impression beaucoup plus forte que celle de la lumière transmise par le verre jauni. On aura donc, après développement, une ligne sinueuse pâle sur laquelle seront disposés, suivant deux droites parallèles, les points plus noirs produits par l'éclair; si les périodes diffèrent, les points noirs se rangeront sur des courbes sinusoïdales, qui représenteront les battements; le nombre de ces points noirs compris dans l'intervalle d'une période de battements fera connaître la différence des fréquences; on déduira l'amplitude moyenne des vibrations, pendant cette période, de la mesure de l'ordonnée de la courbe; on calcule le décrément par le procédé classique. On trouvera dans l'extrait que nous analysons des renseignements détaillés sur les méthodes de calcul et des tableaux numériques, servant d'exemples malheureusement un peu trop concis par endroits.

Voici maintenant les résultats : Pour les diapasons, l'accroisse-

ment de l'amplitude détermine une diminution de fréquence très appréciable, et dont il faut tenir compte dans l'emploi des diapasons comme interrupteurs, résonateurs (vis-à-vis des courants alternatifs), etc. La discordance (variation de la fréquence à partir de celle qui correspondait à une amplitude nulle) croît un peu plus rapidement que l'amplitude ; le décrément paraît à peu près proportionnel à l'amplitude. L'effet varie d'un diapason à l'autre. Tandis qu'un diapason de Kœnig à grand amortissement est monté de 99,6 vibrations à 99,9 quand l'amplitude a varié de 1°,35 à 0°,35 environ, un diapason à faible amortissement de Max Kohl montait de 99,92 à 99,98 à peu près (1).

L'étude des lames et des anches a donné des résultats tout à fait inattendus. Les unes et les autres se distinguent des diapasons par l'importance que prennent : la variation de l'axe moyen d'inertie (conséquence de la grande étendue de la région fléchie), le frottement intérieur et la résistance de l'air. L'auteur a étudié des lames minces et épaisses ($0^{m},45$ et $0^{mm},75$) des anches avec et sans boîte, et a étudié leurs vibrations libres dans l'air et à plusieurs degrés de vide, ainsi que l'amortissement par un champ magnétique.

Les ressorts étaient d'abord mis en vibration forcée avec grande amplitude par un champ magnétique intense, puis on les laissait vibrer librement, ou on les soumettait brusquement à l'amortissement magnétique. Même aux faibles amplitudes, pour lesquelles on a l'habitude d'admettre l'isochronisme, la fréquence s'abaisse quand l'amplitude croît ; il y a un minimum net de fréquence pour les amplitudes moyennes, et probablement ensuite un maximum. Un champ magnétique permanent abaisse la fréquence de plusieurs centièmes de sa valeur et laisse à la lame une flexion permanente dont la grandeur mesure en quelque sorte son intensité.

Avec une anche sans boîte, on a constaté encore l'existence d'un minimum de fréquence, suivi d'une augmentation assez rapide (quand l'amplitude croît) ; la discordance produite par une action magnétique étrangère est énorme, atteignant 8 0/0. On conçoit tout l'intérêt de ces résultats au point de vue de l'action des champs permanents sur les vibrations de résonance. Dans l'air ou dans le vide, les fréquences sont à peu près les mêmes, tandis que le décré-

---

(1) Ces nombres sont évalués d'après une des courbes qui accompagnent le mémoire.

ment, lentement croissant avec l'amplitude et devenant assez rapidement constant dans le vide, croît de plus en plus rapidement à la pression d'une atmosphère ; il faut alors, pour maintenir les vibrations de résonance, fournir à l'anche une notable quantité d'énergie. Avec une boîte, à l'air libre, le décrément croît beaucoup moins vite, et proportionnellement à l'amplitude.

Sous le nom de *ressorts à relais*, l'auteur désigne des ressorts faibles ($0^{mm},1$ d'épaisseur). Le décrément dépend de la pression et de la distance à l'aimant excitateur. Dans le vide, il est toujours faible, et décroît quand l'amplitude croît; dans l'air, il est beaucoup plus grand, sauf aux très petites amplitudes; l'effet de l'air augmente quand la distance de l'extrémité libre au pôle de l'aimant excitateur diminue. Dans le vide ou à très faible pression, un relais excité par un champ alternatif a montré une fréquence croissant avec l'amplitude; l'addition d'un champ permanent (amortissement magnétique) a donné un minimum de fréquence. Dans l'air, on a trouvé un minimum avec l'amortissement libre, une fréquence rapidement décroissante avec l'amortissement magnétique.

On voit toute la complication des phénomènes, sur l'intérêt desquels il est inutile d'insister.

Le mémoire se termine par une étude théorique : *a*) de l'élévation de température d'une anche vibrante ; on trouve (sans tenir compte des courants de Foucault et en ne faisant intervenir que le frottement) : 1° pour une anche de 5 centimètres de long, $0^{cm},75$ de large et $0^{cm},02$ d'épaisseur, de fréquence 100 et dont l'amplitude décroît de 4 0/0 à partir de 10 millimètres ; — *b*) de l'influence de la déformation sur la fréquence et la forme de la vibration d'une anche encastrée, en admettant que la flexion détermine une diminution du moment d'inertie suivant une fonction quadratique de l'amplitude. La formule

$$N = n\,(1 - pA + cA^2),$$

où N est la fréquence, A l'amplitude, $p$ et $c$ sont des constantes, donne pour N un minimum analogue à celui qui a été signalé plus haut ; le terme en $c$ correspond à la déformation, le terme en $p$ à l'amortissement. Enfin, la vibration n'est sinusoïdale que si $c = 0$. Comme on l'a supposée sinusoïdale dans les calculs d'amplitude et de décrément, et que manifestement $c$ n'est pas nul, il en résulte une inexactitude, mais elle disparaît devant les autres causes d'erreur.

P. LUGOL.

**M. LANE. — Ueber die Interferenzerscheinungen an planparallelen Platten (Phénomènes d'interférence produits par les lames à faces parallèles). — P. 163-181 (*Diss. inaug. de Berlin*, 1re partie).**

Mémoire purement théorique, dans lequel l'auteur cherche à déterminer la répartition de l'intensité en fonction de la longueur d'onde, dans l'étendue d'une raie spectrale; il considère l'interférence de $p$ ondes, dont on connaît les rapports d'amplitude et les différences de marche successives; il suppose de plus que chacune d'elles éprouve, avant d'interférer avec les autres, une variation de phase $\theta$. La formule fondamentale est celle d'Airy-Lummer :

$$I = \int_{N_1}^{N_2} f(N) \frac{1 + s^{2p} - 2s \cos p\,(uN + \theta)}{1 + s^2 - 2s \cos (uN + \theta)}\, dN,$$

où N représente la fréquence, $s$ le rapport d'amplitude entre la $n^e$ et la $(n + 1)^e$ onde, $u$ une quantité définie par

$$Nu = \pi \frac{\text{différence de marche}}{\text{longueur d'onde}}.$$

L'auteur donne séparément pour $f(N)$ et son coefficient des développements en séries de Fourier, et indique une méthode pour calculer l'intensité au moyen de mesures sur les franges obtenues au moyen de *deux ondes*, sans avoir à faire intervenir les conditions de visibilité. Il applique sa théorie à des observations d'interférences à différences de marche dépassant 2 millions de longueur d'onde, faites par Lummer et Gehrcke(1). Il montre enfin que la dispersion avec les lames parallèles détermine, comme dans le spectroscope à échelons, un accroissement apparent de la différence de marche, dont il peut y avoir à tenir compte même dans les limites très resserrées d'une raie spectrale. P. LUGOL.

**W. KAISER. — Ueber die Beziehungen zwischen Druck und Brechunsexponent der Gase bei Drucken unterhalb einer Atmosphäre (Relation entre la pression et l'indice de réfraction des gaz aux pressions inférieures à une atmosphère). — P. 210-214 (*Diss. inaug. de Münster*).**

Les expériences, qui ont porté sur l'air, l'hydrogène, $CO^2$ et $SO^2$, entre 20 et 760 millimètres de mercure et à une température qui n'est pas indiquée, ont été faites par la méthode du réfractomètre

(1) *J. de Phys.*, 1re série, I, p. 527; 1903; — et PEROT et FABRY, ce volume, p. 28.

interférentiel. L'auteur a déduit graphiquement de ces expériences les valeurs moyennes du déplacement $c$ d'une frange correspondant à une variation de pression de 1 millimètre de 40 en 40 millimètres H, de 20 en 20 millimètres pour les autres gaz. Les valeurs de $c$ pour H sont remarquablement constantes ; pour les autres gaz, elles suivent une progression très régulière quand la pression augmente, et elles ne diffèrent jamais de plus de 1/1000 des valeurs calculées par la méthode des moindres carrés en admettant la relation :

$$c = A(1 + \alpha p).$$

Ces valeurs de $c$ sont proportionnelles à $\frac{dn}{dp}$, au-dessous de 1 atmosphère comme au-dessus ; la réfraction est donc proportionnelle au poids spécifique.

RÉSULTATS NUMÉRIQUES (VALEURS DE $\alpha$)

| | Air | $CO^2$ | $SO^2$ |
|---|---|---|---|
| Kaiser, de 1/20 à 1 atm. | 0,0019 | 0,0356 | 0,104 |
| Mascart (1), de 1 à 7 atm. | 0,00144 | 0,0144 | 0,0500 |
| Chappuis et Rivière (2), de 1 à 20 atm. | 0,0013 | 0,0148 | » |
| Perreau (3), de 1 à 7 atm. | 0,0018 | » | » |

P. Lugol.

J. WALLOT. — Erwiderung auf die Bemerkungen des Hrn. B. Walter (Réponse aux remarques de M. R. Walter). — P. 215.

L'auteur se défend d'avoir refusé toute signification théorique à une relation découverte par Walter; il a simplement voulu dire qu'elle n'était pas confirmée par l'expérience, si l'on arrive au sel solide. Il n'en a d'ailleurs parlé qu'incidemment. P. Lugol.

---

## PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

6e série, t. VI ; juillet-décembre 1903.

(IONISATION ET RADIOACTIVITÉ.)

W. Marshall WATTS. — On the atomic Weight of Radium (Sur le poids atomique du radium). — P. 64-66.

Étude fondée sur l'observation du spectre du radium. Dans certaines familles d'éléments (K, Rb, Cs, ou Ca, Sr, Ba), l'élément qui a le

(1) *C. R.*, 1877 ; — *Traité d'optique*, t. III, p. 604.
(2) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XIV, p. 22 ; 1888.
(3) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. VII, p. 321 ; 1896.

poids atomique le plus fort a la plus petite fréquence d'oscillation; et, entre trois éléments, existe une relation d'après laquelle les différences de fréquence, si l'on compare des raies qui se correspondent dans les trois spectres, sont proportionnelles aux différences entre les carrés des poids atomiques. En se fondant sur cette relation, on peut, par exemple, à l'aide de cinq groupes de trois raies qui se correspondent dans les spectres du calcium, du strontium et du baryum, déduire le poids atomique du baryum de ceux du calcium et du strontium, supposés connus; on arrive ainsi, comme moyenne des cinq déterminations, au nombre 137,46, alors que la valeur admise est de 137,4.

De même, on prendra trois raies qui semblent se correspondre dans les spectres du calcium, du baryum et du radium :

| | |
|---|---|
| Ca. | 45423,0 |
| Ba. | 36987,4 |
| Ra. | 21149,7 |

On en déduit pour le poids atomique du radium : 226,52. On peut prendre encore deux groupes de trois raies correspondantes, dans les spectres du baryum, du mercure et du radium ; on arrive, pour le poids atomique du radium déduit de ceux du baryum et du mercure, aux deux nombres 225,21 et 225,32. On sait que Mme Curie a donné pour ce poids atomique la valeur 225.

O.-W. RICHARDSON. — On the Positive Ionization produced by Hot Platinum in Air at Low Pressures (Ionisation positive produite par le platine chauffé dans l'air aux basses pressions). — P. 80-96.

H.-A. WILSON. — The Ionization produced by Hot Platinum in Air (Même sujet). — P. 267-268.

Dans un tube à gaz raréfié, relié à une trompe, est disposée une spirale de platine, qui occupe l'axe d'une électrode cylindrique isolée qu'on reliera à l'électromètre. On rougit la spirale de platine par un courant et l'on établit les connexions avec une batterie d'accumulateurs de manière à porter cette spirale de platine à des potentiels positifs, variant de 40 en 40 volts jusqu'à 400 volts. Entre la spirale chauffée et l'électrode isolée, s'établit un courant de déperdition qu'on mesure à l'électromètre, et dont on étudiera les variations avec la pression du gaz et les diverses conditions de l'expérience.

Le courant de perte croît naturellement avec le voltage de la spirale de platine. Ce courant (rate of leak) diminue rapidement au début; puis la diminution devient insensible au bout d'une heure, et l'on obtient alors un courant de déperdition stationnaire.

Supposons le fil indicateur à 515° C., par exemple. Au début, le courant était 15000; au bout de huit minutes, il se réduit à 12000; de seize minutes, à 7000; de vingt-quatre, à 4000. Si alors on élève la température au-dessus de 515°, à 577°, le courant augmente brusquement; il est porté à 31000; puis il diminuera graduellement. Si on chauffe, par saccades, jusqu'à 800°, chaque fois on élève la valeur du courant initial. Mais, si l'on refroidit ensuite, on trouve, pour une température donnée, un courant beaucoup plus faible qu'on n'avait trouvé pour la même température durant la série ascendante. Pour 515° par exemple, après avoir abaissé la température de 809° à 751°, puis à 577° et à 515°, on trouve seulement un courant de 41.

Il semble ainsi que l'ionisation positive due à des fils chauffés tienne à quelque substance qui s'évapore du fil quand on le chauffe : cette idée a conduit Richardson à chercher si une électrode négative qui a été placée au voisinage d'un fil chauffé chargé positivement ne devient pas radioactive. Mais les expériences dans cette voie ont montré qu'un pareil effet n'existe pas.

Pour rendre à un fil chauffé à température plus haute que celle de l'expérience l'activité qu'il a perdue, on peut recourir à trois moyens : exposition à l'air, exposition à une décharge positive provenant d'un second fil porté au rouge, placé dans la même enceinte, et enfin décharge lumineuse passant dans le tube et pour laquelle le fil joue le rôle d'une des électrodes. On peut, en particulier, rendre une activité momentanée au fil en s'arrangeant pour que le tube ne tienne pas bien le vide, et laissant l'air rentrer peu à peu. Après un accroissement de pression de $0^{mm},1$ à $0^{mm},16$ par exemple, si l'on refait la mesure en chauffant le fil dans les mêmes conditions, on trouve que le courant de déperdition initial a augmenté; mais ce courant ne tarde pas à baisser à son tour.

M. Wilson diffère de l'auteur sur quelques points d'interprétation. Il conclut des expériences de Richardson qu'il y a lieu de distinguer trois parts dans la déperdition positive dans le cas d'un fil de platine rougi :

1° Perte temporaire, disparaissant au bout de quelques minutes, indépendante de la pression du gaz;

2° Perte temporaire disparaissant après quelques heures de chauffe; sa diminution est due à une altération graduelle de l'état d'agrégation moléculaire du platine par un échauffement prolongé;

3° Perte permanente, qui s'annule dans le vide et croît avec la pression du gaz, et qui, elle, à une pression donnée, est une fonction définie de la température. C'est cette partie du phénomène qui est due à l'ionisation de l'air au contact du platine.

R.-J. STRUTT. — The Preparation and Properties of an Intensely Radioactive Gas from Metallic Mercury (Préparation et propriétés d'un gaz ayant une radioactivité considérable à partir du mercure métallique). — P. 113-116.

L'auteur avait étudié antérieurement la perte d'électricité positive à partir des métaux chauffés, soit à basse pression, soit à la pression ordinaire. Il avait trouvé que le cuivre chauffé donne lieu à une déperdition notable, qui est considérablement diminuée si on le plonge dans l'air frais; il semble que le cuivre émet un gaz radioactif quand on le recuit, et que ce gaz se diffuse peu à peu de l'intérieur du métal dans les couches d'air voisines du métal.

L'expérience a été reprise avec le mercure à 300°. On fait barboter de l'air dans ce mercure et on le reçoit dans un vase relié à l'électroscope; de là il est repris, se rend de nouveau dans l'appareil qui l'insuffle dans le mercure. Cette circulation continue durant plusieurs jours : la déperdition due à l'air qui a barboté dans le mercure augmente graduellement, jusqu'à se fixer, par exemple, à la valeur de 250 divisions de l'échelle par heure, tandis que l'air ordinaire donnait seulement 2 divisions.

Il n'est pas absolument nécessaire de chauffer le mercure; on obtient un effet du même ordre avec le mercure froid.

Si l'on enferme maintenant dans un vase l'air rendu actif par son passage à travers le mercure, puis qu'on l'extraie et qu'on le remplace par de l'air ordinaire, la déperdition tombe brusquement à $\frac{1}{6}$ de sa valeur, et cette déperdition baisse elle-même en vingt minutes de la moitié de sa valeur initiale. Il s'agit ici évidemment d'une *radioactivité induite* sur les parois du vase par le contact du gaz radioactif.

Quant au gaz radioactif lui-même, son pouvoir de déperdition augmente d'abord de $\frac{1}{6}$ de sa valeur environ en quelques heures, puis

il diminue suivant une courbe exponentielle, et tombe à une valeur moitié de sa valeur maxima au bout de 3j,18. Cette constante, caractéristique, comme l'on sait, de chaque substance radioactive, a pour le radium une valeur comprise entre 3j,7 et 4 jours. L'accroissement initial d'activité correspond à l'observation de Rutherford sur l'émanation du radium.

L'activité de cette « émanation » du mercure est d'un ordre de grandeur tout différent de celui des émanations des métaux ordinaires. L'auteur ne dit pas quel rapport elle a avec celle du radium.

K. PRZIBRAM. — On the Point Discharge in Mixtures of Gases (Décharge par pointes dans les mélanges de gaz). — P. 176-180.

Un fil de platine terminé en pointe est maintenu à une distance réglable d'un plateau métallique circulaire; le tout est enfermé dans un tube à gaz où l'on peut introduire le gaz que l'on veut. On emploie une machine Wimshurst et on mesure la différence de potentiel entre la pointe et le plan, à l'aide d'un électromètre Braun. On retrouve le résultat connu, que la différence de potentiel est plus grande quand la pointe est positive que quand elle est négative. Ainsi, avec pointe positive à 5 millimètres du plateau, on a 4400 volts dans l'air, 5200 dans $CO^2$; avec pointe négative à la même distance, 3700 volts dans l'air, 3500 dans $CO^2$.

L'étude de la décharge dans des mélanges d'air et d'anhydride carbonique, ou d'air et d'hydrogène et d'azote, a conduit à un résultat curieux qui n'est pas général, mais se produit dans quelques cas. Si on ajoute une petite quantité de $CO^2$ à de l'air pur, on abaisse la différence de potentiel à pointe positive, on l'augmente à pointe négative; dans ce cas de pointe négative, l'addition d'un gaz, donnant lieu pourtant à une différence de potentiel moindre que l'air lui-même, élève la différence de potentiel, qui atteint jusqu'à 4500 pour retomber à 3500 quand la proportion d'air diminue à son tour jusqu'à zéro. La pression totale du mélange est maintenue constante.

L'auteur suggère l'explication suivante : La différence de potentiel de décharge dépend du degré d'ionisation et du libre parcours moyen des molécules de gaz. Un gaz facile à ioniser ($CO^2$), mais qui exige une différence de potentiel plus grande, à cause de son moindre parcours moyen, pourrait abaisser la différence de potentiel dans un autre gaz de plus long parcours moyen, en fournissant un plus grand

nombre d'ions qui s'ajoutent en quantité insuffisante pour altérer la valeur moyenne du libre parcours. Cette explication, remarque-t-il, expliquerait l'effet de l'addition de $CO^2$ à l'air pur, dans le cas de la décharge par pointe positive, mais non dans le cas de la pointe négative. D'ailleurs, le champ électrique n'étant pas uniforme, le gaz du plus grand pouvoir inducteur tend à se concentrer autour de la pointe, de sorte que la décharge passe en réalité à travers un mélange qui n'a pas la composition moyenne correspondante au dosage des gaz introduits.

Harold-A. WILSON. — The Electric Intensity in the uniform positive Column in Air (Intensité électrique dans une colonne positive uniforme dans l'air). — P. 180-188.

Dans la partie d'un tube à décharge où l'on a une colonne positive uniforme, on peut étudier, à l'aide de deux électrodes parasites reliées à un électromètre, la force électrique (en volts par centimètre) en fonction du courant passant d'une électrode à l'autre. Ce champ électrique X augmente avec le courant, d'abord d'une façon rapide, et tend asymptotiquement vers une valeur limite. Cette valeur limite est donnée en volts par centimètre par la formule :

$$X = 35 \sqrt{p},$$

$p$ étant la pression en millimètres de mercure dans le tube. Avec une pression $p = 0^{mm},667$ par exemple, X varie depuis la valeur $32^{volts},8$ par centimètre, obtenue pour un courant de 2,5 millièmes de microampère, jusqu'à 65 volts par centimètre, qu'on obtient pour des courants allant de 40 millièmes de microampère jusqu'à 200 millièmes et au delà. Mais, quand le courant dépasse une certaine valeur critique (dans le cas présent, 180 millièmes de microampère environ), la décharge devient instable, et brusquement fait place à une décharge intermittente dans laquelle le champ est beaucoup moindre que dans la décharge continue. La valeur critique du courant augmente avec la pression.

L'auteur donne une théorie de la variation du champ avec le courant, théorie fondée sur la recombinaison des ions : on retrouve les courbes expérimentales, en admettant que le coefficient de recombinaison des ions augmente quand la pression croît, ce qui est conforme aux expériences de Langevin sur la recombinaison des ions libérés par les rayons Röntgen.

J. PATTERSON. — On the Ionization in Air at different Temperatures and Pressures (Ionisation dans l'air à différentes températures et pressions). — P. 231-238.

Expériences instituées en vue de contrôler l'affirmation de Rutherford et de divers physiciens, à savoir que la conductibilité de l'air enfermé dans un vase est due, pour la majeure partie, à la radioactivité des parois du vase.

On étudie le courant qui passe entre la paroi d'un vase de 12 litres et un fil métallique isolé au milieu du vase, à l'aide d'un électromètre Dolezalek, rendu assez sensible pour donner une déviation de 15000 déviations de l'échelle pour une différence de potentiel de 1 volt entre les deux paires de quadrants.

La force électromotrice augmentant, le courant augmente jusqu'à une valeur correspondante à la *saturation;* il est ensuite constant quand la force électromotrice augmente. En pratique, une différence de potentiel de 280 volts suffisait, quelle que fût la température, pour obtenir le courant de saturation ; en fait, on a établi une différence de potentiel de 1000 volts.

La température variant de 20° à 410°, le courant de saturation ne varie pas. Il augmente ensuite assez vite si l'on passe de 400° à 500°, et beaucoup plus rapidement quand le cylindre est chargé négativement que quand il est chargé positivement ; il y a, à partir de 450°, émission d'ions par les parois du vase.

La pression de l'air intérieur augmente, à partir de 27 millimètres jusqu'à 765 millimètres ; l'ionisation augmente d'abord proportionnellement à la pression, jusqu'à 80 millimètres, puis plus lentement, et, au-dessus de 300 millimètres, elle devient indépendante de la pression. Pour l'hydrogène, on a des résultats analogues.

On arrive au nombre 61, pour le nombre d'ions produits par seconde dans 1 centimètre cube avec un cylindre de fer à la pression atmosphérique, en prenant $3,4 . 10^{-10}$ unités électrostatiques C. G. S. comme valeur de la charge d'un ion. En admettant cette même valeur, on arrive au nombre 36 pour le nombre d'ions produits dans les mêmes conditions dans un vase de verre argenté (expérience de Wilson), et dans un cylindre de zinc, à 27 (expériences de Rutherford). Ces divergences entre les valeurs des nombres d'ions tiennent très probablement à la différence des matières qui constituent les parois des vases dans ces diverses expériences.

R.-J. STRUTT. — Fluorescence of Crystals under the Röntgen Rays (Fluorescence des cristaux sous l'influence des rayons Röntgen). — P. 250-251.

Les cristaux fluorescents de platinocyanure de magnésium émettent une lumière diversement colorée suivant la position du plan de polarisation des rayons lumineux incidents. La couleur peut aller de l'orangé jusqu'à l'écarlate. On pourrait chercher dans cette voie un procédé pour mettre en évidence une polarisation des rayons Röntgen. En réalité, on n'a trouvé aucune différence de coloration en faisant tourner par rapport au cristal un plan déterminé contenant le faisceau de rayons Röntgen qui provoque la fluorescence.

GWILYM OWEN. — On the condensation Nuclei produced in Air and Hydrogen by heating a Platinum Wire (Noyaux de condensation produits dans l'air et l'hydrogène en chauffant un fil de platine). — P. 306-316.

Tous ceux qui s'occupent des recherches modernes sur l'ionisation connaissent les belles expériences, désormais classiques, de C. T. R. Wilson sur la condensation de la vapeur d'eau sursaturée autour des ions servant de noyaux. Wilson a mesuré dans divers cas le rapport d'expansion $\frac{v_2}{v_1}$ qui entraîne la condensation par détente dans un air saturé.

L'auteur a appliqué la méthode de Wilson à un problème dont l'étude lui était suggérée par une remarque du météorologiste qui a été l'initiateur de tous ces travaux sur le rôle des poussières dans la condensation, Aitken. — Aitken a remarqué qu'un fil de platine porté au rouge peut provoquer une condensation dans une atmosphère qui était parfaitement exempte de gouttes et de poussières.

On chauffe un fil de platine par un courant électrique : la température est déduite chaque fois de la résistance, mesurée au pont de Wheatstone. Le fil est dans le ballon de l'expérience de condensation de Wilson. On règle chaque fois le degré de détente en faisant varier le volume $v_2$ dans lequel se détendra l'air humide primitivement contenu dans le volume $v_1$. Et l'on cherche la relation qui existe entre la plus basse température qu'il faut donner au fil pour provoquer une condensation avec un degré de détente donné, et le rapport d'expansion correspondant.

Quand le fil de platine est dans l'air, on trouve que, quand la température s'élève, on arrive à la condensation pour des rapports d'expansion de plus en plus petits.

Dans une expérience, on a eu à peu près :

| $\frac{v_2}{v_1}$ | pour $t$ |
|---|---|
| 1,38 | 130° |
| 1,30 | 180° |
| 1,20 | 250° |
| 1,12 | 300° |

Quand le fil de platine est dans une atmosphère d'hydrogène, la marche du phénomène est la même ; mais il faut porter le fil, pour avoir des condensations relatives aux mêmes degrés d'expansion, à des températures plus hautes de 600° et plus. Voici un exemple :

| $\frac{v_2}{v_1}$ | pour $t$ |
|---|---|
| 1,35 | 850° |
| 1,27 | 1000° |
| 1,20 | 1150° |
| 1,13 | 1260° |

Ces nombres varient d'ailleurs, pour un même gaz, avec les conditions de l'expérience.

En essayant l'action d'un champ électrique par les noyaux de condensation produits, on n'a pas trouvé d'effet sensible, ce qui conduit, jusqu'à nouvel ordre, à regarder ces noyaux comme n'étant pas chargés.

J.-C. Mc. LENNAN et E.-F. BURTON. — On the Radioactivity of Metals Generally (Sur la radioactivité des métaux en général). — P. 343-350.

Tous les métaux sont plus ou moins radioactifs. Pour étudier cette radioactivité, on peut recourir à la disposition suivante : deux cylindres concentriques d'un même métal seront disposés l'un à l'intérieur de l'autre (cylindre extérieur : 120 centimètres de long et 24 de diamètre ; intérieur : 110 de long et 19 de diamètre). Le cylindre extérieur est uni à la terre, l'autre relié à une paire de quadrants d'un électromètre sensible (1000 millimètres de déviation de l'échelle pour 1 volt). Si on isole le cylindre intérieur préalablement mis au sol, on trouve qu'il se charge progressivement : il est porté à un potentiel négatif, qui augmente d'abord, et se fixe au bout de

quelques heures à une valeur invariable. Voici quelques-uns des nombres obtenus avec divers métaux (le même métal étant employé pour les deux cylindres) :

| | |
|---|---|
| Aluminium.............. | 178 millivolts |
| Zinc.................... | 160 |
| Plomb................... | 216 |
| Etain................... | 95 |
| Cuivre.................. | 73 |

L'influence du gaz qui remplit l'espace intermédiaire et celle de la pression de ce gaz sont faibles. Pour le plomb, le voltage a varié entre 205 avec l'hydrogène et 233 avec l'anhydride carbonique.

On atteint l'équilibre final beaucoup plus rapidement en faisant agir, à côté du cylindre extérieur, une source de rayons de Röntgen ou de Becquerel; et l'équilibre final correspond à très peu près au même voltage. Avec l'aluminium on a, dans tous les cas, rigoureusement le même nombre, 179 millivolts; avec le zinc, on obtient 160 avec le rayonnement naturel du métal, 176 avec les rayons Röntgen, 180 avec les rayons Becquerel.

Si l'on répète l'expérience avec des cylindres de deux métaux différents, zinc et cuivre, on trouve des résultats différents suivant que c'est le cylindre intérieur ou le cylindre extérieur qui est en zinc. Dans le premier cas, le voltage limite est 527 millivolts; dans le second, 304. On peut interpréter ce résultat en considérant que l'*effet Volta* (différence de potentiel de contact existant normalement entre les métaux) se superpose ici à l'effet de la radiation propre du métal intérieur. Les deux nombres précédents conduisent ainsi aux valeurs 367 et 377 millivolts pour la différence de potentiel Zn | Cu (on a, en effet, $527 = 367 + 160$, et $304 = 377 - 73$). Ces deux valeurs sont concordantes, mais elles diffèrent notablement de la valeur à laquelle ont conduit les expériences classiques (Kelvin, Pellat, etc.).

En rapportant toutes les différences de potentiel de contact au plomb, ce métal constituant une fois pour toutes le cylindre intérieur, on trouverait ainsi :

$$\text{Al} \mid \text{Zn} = 35 \text{ millivolts},$$

nombre résultant de la différence entre 170, obtenu comme valeur limite du voltage quand le cylindre intérieur est en zinc, et 135, obtenu quand ce cylindre est en aluminium.

De même :

Zn | Pb = 45
Pb | Sn = 37
Sn | Cu = 306

Il restera à chercher quelle est la signification vraie de ces nombres, qui, d'ailleurs, paraissent bien satisfaire à la loi des tensions de Volta.

H.-Lester COKE. — A Penetrating Radiation from the Earth's surface (Une radiation pénétrante venant de la surface de la terre). — P. 403-411.

L'emploi d'un électroscope à feuilles d'or, de construction très simple, mais particulièrement soignée, suffit pour mettre en évidence une déperdition due à l'ionisation de l'air intérieur à la cage métallique de l'appareil. Une partie de cette déperdition est supprimée, ce qu'on reconnaît à une diminution dans la vitesse de chute de la feuille mobile, — si l'on entoure la cage d'un écran métallique de plomb suffisamment épais.

Lorsque l'épaisseur de cette cuirasse de plomb dépasse deux pouces et demi, l'effet n'est plus modifié pratiquement. Pour cette épaisseur de plomb, on a une réduction de la déperdition qui a varié, suivant les cas, de 30 à 35 0/0. Les autres métaux peuvent remplacer le plomb, mais à condition d'être pris en parois d'épaisseur beaucoup plus grande. La radiation qui est ainsi arrêtée par le plomb provient du plafond, du plancher et des murs du laboratoire ; elle vient de tous les côtés, et l'expérience a donné le même résultat dans la bibliothèque de l'Université (de Montréal), ce qui prouve bien qu'il ne faut pas attribuer cette radiation très pénétrante qu'arrêtait la cuirasse de plomb à une radioactivité résiduelle existant dans le laboratoire de physique par le fait qu'on y a manipulé des sels de radium.

E.-P. ADAMS. — On Water Radioactivity (Radioactivité de l'eau). — P. 563-569.

L'eau de la ville, à Cambridge, empruntée à un robinet quelconque dans le laboratoire, contient en dissolution un gaz radioactif qu'on peut recueillir dans un gazomètre, et étudier par les méthodes usuelles. La radioactivité qu'il possède, quand il est abandonné à lui-même dans un récipient, commence par augmenter (c'est là un effet

secondaire, dû à la radioactivité induite qu'il provoque), puis diminue assez lentement. Elle baisse de moitié en quatre-vingts heures environ, ce qui correspond à la même constante que l'émanation du radium.

On est conduit à admettre que l'eau contient ainsi en solution de l'émanation, et, de plus, qu'elle contient en outre une petite quantité d'un sel de radium, inappréciable par toutes les méthodes chimiques.

Le gaz extrait de l'eau de la ville a le pouvoir de provoquer la radioactivité sur des conducteurs chargés qu'on y plonge, — l'effet est nul si le conducteur est au potentiel zéro, et beaucoup plus considérable, à potentiel égal, pour un conducteur négatif que pour un positif. La rapidité de décroissance de cette radioactivité induite est telle que la radioactivité baisse de moitié en 35 minutes, — absolument comme la radioactivité induite que provoque l'émanation du radium.

R.-J. STRUTT. — An Experiment to Exhibit the Loss of Negative Electricity by Radium (Expérience pour mettre en évidence la perte d'électricité négative émise par le radium). — P. 588-589.

A l'intérieur d'un tube à vide est suspendu par un fil de quartz un petit tube contenant une préparation de sel de radium à l'extrémité inférieure ; ce petit tube vertical porte deux feuilles d'or ou d'aluminium. L'intérieur du tube à vide est tapissée, au moins en partie, de feuilles d'étain. Si l'on fait un vide très complet, — sans lequel le gaz intérieur ionisé établirait une communication entre le revêtement d'étain et les feuilles d'or, — on voit au bout de quelque temps les feuilles diverger et la divergence augmenter jusqu'à ce qu'elles arrivent à toucher l'étain. Alors elles se déchargent et retombent, et la même succession de phénomènes se reproduit indéfiniment. La durée de la période totale (20 heures dans les expériences de l'auteur) dépend de l'activité de la préparation.

GEORGE-C. SIMPSON. — On Charging through Ion Absorption and its Bearing on the Earth's Permanent Negative Charge (Sur la production d'électricité par absorption des ions et son influence sur la charge négative permanente de la terre). — P. 589-598.

Elster et Geitel attribuent la charge négative de la terre à l'absorption par la terre des ions négatifs, plus mobiles et plus prompts à se

précipiter sur un conducteur plongé dans une atmosphère ionisée que ne le sont les ions positifs.

Pour contrôler cette explication, l'auteur a repris les expériences de Zeleny et de Villari sur la charge des conducteurs dans une atmosphère ionisée. Ces deux physiciens n'étaient pas d'accord. Zeleny avait toujours trouvé une charge négative, Villari une charge positive ou négative selon que l'air ionisé avait passé sur le métal avec un frottement plus ou moins grand. En réalité, voici ce qui se passe : au début, immédiatement après que l'action ionisante s'est produite, les ions négatifs, plus mobiles, se précipitent en plus grand nombre sur un conducteur ou un métal au contact; puis, l'air gardant ainsi un excès d'ions positifs, la recombinaison se produit entre les ions négatifs restants et une fraction des ions positifs, et en fin de compte on a un dépôt d'ions positifs sur les conducteurs. M. Simpson a vérifié ces conclusions par diverses expériences : il fait écouler de l'air d'une boîte où il a subi l'action des rayons X, jusqu'à l'extérieur, à travers un tube formé d'une partie métallique de 5 centimètres de long, d'une partie en verre de 20 centimètres et d'une seconde partie métallique de 5 centimètres. Dans ces conditions, on trouve toujours que la première partie métallique est chargée négativement et la dernière positivement. Dans les expériences de Villari, le frottement n'intervenait pas par lui-même, mais par la variation qu'il faisait subir au temps écoulé entre l'ionisation de l'air et son arrivée sur le conducteur étudié.

M. Simpson indique une autre expérience. Si on lance un anneau-tourbillon de Kelvin, en frappant la paroi élastique d'une boîte remplie de gaz sur lequel on a fait agir les rayons X, un anneau de gaz ionisé va être projeté dans l'air extérieur non ionisé. Si on reçoit l'anneau dans une cage de treillis reliée à un électromètre, on trouve que l'anneau n'apporte aucune charge à la cage, si sa distance est assez grande pour qu'il ait mis plus de $\frac{1}{10}$ de seconde pour aller de la caisse à la cage; si on approche la cage, on a une charge positive, indiquant que les ions négatifs, plus mobiles, se sont les premiers diffusés dans l'air extérieur. Mais, si l'on attend trop longtemps, les ions des deux signes ont également disparu, par diffusion ou par recombinaison. Si l'on produisait l'anneau avec de la fumée de tabac, comme on le fait très souvent quand on répète l'expérience de Kelvin, l'anneau apporterait à la cage une charge négative, les ions négatifs s'étant, cette

fois, précipités, dès le début, sur les particules de charbon qui constituent la fumée.

D'expériences relatives à l'exposition de divers métaux à l'air atmosphérique, l'auteur conclut qu'il n'est pas possible d'attribuer une électrisation négative permanente à la simple action de l'air ionisé sur le sol.

J.-S. TOWNSEND. — The Genesis of Ions by the Motion of Positive Ions in Gas and a Theory of the Sparking Potential (La genèse des ions par le mouvement des ions positifs dans un gaz, et la théorie du potentiel explosif). — P. 598-618. — On Ionization produced by the Motion of Positive and Negative Ions (Ionisation produite par le mouvement des ions positifs et négatifs). — P. 358-361.

M. Townsend, à qui l'on doit déjà de nombreux travaux sur l'ionisation, publie là, indépendamment d'une courte note de réponse à J. Stark, un mémoire qui nous paraît capital dans la théorie de la décharge. Il est nécessaire d'en exposer les points essentiels.

Entre deux plateaux conducteurs parallèles, on établit une différence de potentiel. Si on éclaire le plateau négatif, en zinc, à travers le plateau positif, en quartz argenté, par la lumière ultra-violette d'une série d'étincelles, on libère des ions négatifs. Ces ions se déplacent dans le champ qui existe entre les plateaux : ils choquent des molécules gazeuses et provoquent de nouveaux ions, positifs et négatifs.

Soit $n_0$ le nombre des ions négatifs libérés directement par la lumière ultra-violette. Si la pression $p$ du gaz dans le récipient où se trouvent les plateaux, et le champ électrique X sont constants, pour de petites valeurs de $\frac{X}{p}$ et de la distance $a$ entre les plateaux on trouve, pour le nombre d'ions négatifs qui atteignent le plateau positif, la valeur $n_0{}^{\alpha a}$. Le nombre des ions croît, en effet, en progression géométrique quand la distance croît en progression arithmétique. $\alpha$ est le nombre d'ions, qui, dans les conditions données de pression et de champ, représente le nombre d'ions qu'un ion négatif isolé engendre par ses collisions dans la traversée de 1 centimètre de gaz.

Pour des valeurs plus grandes de $\frac{X}{p}$ et de $a$, le nombre des ions négatifs qui atteignent le plateau positif dépasse $n_0e^{\alpha a}$, ce qui prouve qu'une autre cause d'ionisation intervient. Et cela se produit bien avant que le potentiel entre les plateaux ne devienne suffisant pour provoquer une décharge continue.

Étudions les ions positifs. Le nombre de ceux qui sont mis en liberté par les ions négatifs entre les deux plateaux est $n_0 (e^{\alpha a} - 1)$ : il est évidemment égal au nombre d'ions négatifs qui se sont ajoutés en route aux premiers. Supposons que ces ions positifs aient, eux aussi, la propriété d'ioniser les molécules rencontrées : cette propriété est caractérisée par un coefficient β, analogue à α, mais ayant une valeur numérique différente, puisque les ions positifs, plus gros et moins mobiles, ont besoin d'un champ plus intense pour produire les mêmes effets.

Divisons l'espace compris entre les plateaux en deux régions, par un plan parallèle aux deux plateaux, et à $x$ centimètres du plateau négatif. Entre ce plan d'abscisse $x$ et le plateau négatif, se produisent par seconde $p$ ions de chaque espèce ; entre le plan d'abscisse $x$ et le plateau positif, $q$ de chaque espèce. La somme $p + q$ représente le nombre total d'ions de chaque espèce produits dans le champ, soit $n - n_0$, $n$ était le nombre total des ions négatifs qui arrivent sur le plateau positif. Étudions ce qui se passe dans une tranche infiniment mince comprise entre le plan d'abscisse $x$ et celui d'abscisse $x + dx$. Les $(n_0 + p)$ ions négatifs qui la traversent y produisent par collision $\alpha (n_0 + p) dx$ nouveaux ions négatifs. Les $q$ ions positifs qui la traversent dans l'autre sens y produisent de même $q \times \beta dx$ ions positifs. Ce nombre total représente, par définition de $p$, l'accroissement $dp$ correspondant à $dx$. Donc :

$$\begin{aligned} dp &= [\alpha (n_0 + p) + \beta q]\, dx. \\ &= [(\alpha - \beta)(n_0 + p) + \beta n]\, dx. \end{aligned}$$

Si on intègre, tout étant constant au second nombre, sauf $p$, on a :

$$p = \left[\frac{\beta n}{\alpha - \beta} + n_0\right] (e^{(\alpha - \beta) a} - 1)$$

$p$ devient égal à $n - n_0$ pour $x = a$. On a donc :

$$n = \frac{n_0 (\alpha - \beta)\, e^{(\alpha - \beta) a}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta) a}} ;$$

Telle est l'expression qui lie la quantité d'électricité transportée, par exemple, sur le pôle positif (laquelle est égale, à un facteur près, au nombre d'ions), à la distance $a$, pour une valeur constante du champ X (non du potentiel $a \times X$).

M. Townsend a mesuré, par une méthode électrométrique, cette

quantité d'électricité reçue par seconde sur un des plateaux, pour différentes valeurs de la distance des plateaux, en ayant soin de régler chaque fois la différence de potentiel de manière à maintenir le champ constant.

Remarquons que des mesures faites à trois distances différentes permettront de déterminer les deux coefficients $\alpha$ et $\beta$, supposés constants, et en outre le facteur de proportionnalité par lequel il faut multiplier l'expression précédente pour avoir, au lieu d'un nombre d'ions, une quantité d'électricité par seconde. Si les mesures ultérieures cadrent avec les nombres résultant des trois premières, c'est donc qu'il y a accord de la théorie et de l'expérience. Voici une série d'expériences faites dans l'air à 1 millimètre de pression, la force électrique étant toujours égale à 310 volts par centimètre. Les distances $a$ sont comptées en centimètres; Q représente, à un facteur près, les quantités d'électricité reçues par seconde sur le plateau positif; on a mis, dans une dernière colonne, les valeurs de $e^{\alpha a}$, qui représenteraient les expériences, si les ions négatifs étaient les seuls à intervenir. Les valeurs de $\alpha$ et de $\beta$ auxquelles ont conduit les premières mesures sont $\alpha = 5{,}25$, et $\beta = 0{,}0141$.

| Distances : $a$ cm. | 0 | 2 | 4 | 6 | 8 | 10 | 11 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Q observé | » | 2,86 | 8,3 | 24,2 | 81 | 373 | 2250 |
| Q calculé $\dfrac{(\alpha - \beta)\, e^{(\alpha-\beta)a}}{\alpha - \beta e^{(\alpha-\beta)a}}$ | 1 | 2,87 | 8,3 | 24,6 | 80 | 380 | 2150 |
| Valeurs de $e^{\alpha a}$ | 1 | 2,86 | 8,2 | 23,4 | 66,5 | 190 | 322 |

Quelle est la condition pour qu'il y ait décharge disruptive? Il est clair que l'air intermédiaire sera parfaitement conducteur lorsque l'expression de $n$ deviendra infinie, ce qui aura lieu quand le dénominateur s'annulera, c'est-à-dire quand :

$$\alpha - \beta e^{(\alpha-\beta)a} = 0,$$

soit pour

$$a' = \frac{\log \frac{\alpha}{\beta}}{\alpha - \beta};$$

$\alpha$ et $\beta$ sont des fonctions de X et de $p$, telles que les quotients $\frac{\alpha}{p}$ et $\frac{\beta}{p}$ sont complètement définis comme fonctions de la seule variable

$\frac{X}{p}$. En introduisant comme variable le potentiel explosif $V' = A' \times X$, on arrive à une formule qui définit V′ comme fonction du produit *a′p* de la distance des plateaux par la pression. Et les courbes représentatives que donne l'expérience pour la variation de V′ avec *a′* dans l'air et dans l'hydrogène sont bien concordantes avec les courbes théoriques. L'expérience est toujours faite ici en faisant agir la lumière ultra-violette. Une particularité intéressante de ces courbes, sur laquelle il n'est pas superflu d'attirer l'attention, est qu'elles présentent d'abord une branche descendante et un minimum avant de présenter une branche ascendante qui paraît se poursuivre indéfiniment. Il y aurait donc une région pour laquelle on *diminuerait le potentiel explosif en augmentant la distance explosive.*

NORMAN-R. CAMPBELL. — Some Experiments on the Electrical Discharge from a Point to a Plate (Quelques expériences sur la décharge électrique entre un point et un plan). — P. 618-627.

L'auteur produit la décharge par pointes dans divers gaz, et avec des pointes de divers métaux. Le plan est formé par la surface libre de l'eau contenue dans un vase, et l'on provoque la condensation par une détente, comme dans les expériences de Wilson. Dans tous les cas où les expériences ont été régulières, on a obtenu un nuage dans la région traversée par l'aigrette, pour des valeurs du rapport d'expansion voisines de 1,25, pour la même valeur par conséquent qu'avait obtenue Wilson dans le cas de la condensation sur des ions négatifs. La conclusion générale est que la décharge par pointes ne produit pas de noyaux de condensation plus gros que les ions négatifs : le courant est entièrement transporté par des ions et non par des particules du gaz ou des électrodes ayant des dimensions plus étendues. On n'obtient aucune décharge par pointe dans laquelle on trouve des ions positifs qui ne soient pas accompagnés d'ions négatifs.

R.-K. MC. CLUNG. — On the Relation between the Rate of Recombination of Ions in Air and the Temperature of the Air (Sur la relation entre la vitesse de recombinaison des ions et la température de l'air). — P. 655-667.

1. La loi de recombinaison des ions libérés par des rayons X, par exemple, est la même à haute température qu'à la température ordi-

naire, au moins jusqu'à 300°. Elle est exprimée par la formule de Rutherford :

$$\frac{du}{dt} = - \alpha^2 u,$$

qui donne :

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{N} = \alpha t,$$

N étant le nombre d'ions restant dans le gaz quand l'action ionisante cesse au temps 0, et $n$ le nombre d'ions restant au bout du temps $t$.

L'auteur ionise le gaz contenu dans un cylindre qu'on peut chauffer, à l'aide d'une émission de rayons de Röntgen. A l'intérieur du cylindre sont des armatures de condensateur, chacunes d'elles étant formée de plusieurs plans réunis en parallèle et imbriqués entre les lames de l'autre armature (comme des électrodes d'accumulateurs); elles sont réunies l'une à l'électromètre, l'autre à un pôle d'une pile dont l'autre est au sol. Ces communications peuvent être établies ou rompues par un pendule interrupteur qui peut fermer le circuit un nombre de centièmes de seconde arbitrairement réglable après que l'action des rayons X a eu lieu. Quand ces rayons ont cessé d'agir, le gaz abandonné à lui-même perd ses propriétés conductrices par recombinaison des ions. Si, à l'instant $t$, on met une armature à la pile et l'autre à l'électromètre, on a, pendant l'instant très court qui suit, un courant qui est proportionnel au nombre $n$ d'ions restant libres au temps $t$. On construit ainsi la courbe donnant $n$ en fonction de $t$, pour diverses températures.

2. Le coefficient $\alpha$ de vitesse de recombinaison est facteur de la température $\theta$. Il augmente très vite avec la température. Il passe d'une valeur 35 (en unités arbitraires) pour 15°, à 95 pour 175° et à 280 pour 275°.

Lord BLYTHSWOOD et H.-S. ALLEN. — Radium Radiation and contact Electricity (Radiation du radium et électricité de contact). — P. 701-707.

Mesures de potentiel de contact entre deux métaux, en établissant la communication entre les deux métaux qui forment condensateur, par des rayons émis par une solution d'un sel de radium : on sait que ces rayons ont pour effet d'égaliser les potentiels.

Voici les différences de potentiel obtenues pour différents métaux par rapport au plomb :

| | |
|---|---|
| Zinc ........ | — 0,15 |
| Aluminium.. | — 0,14 |
| Laiton....... | + 0,23 |
| Fer......... | + 0,23 |
| Cuivre....... | + 0,25 |
| Argent...... | + 0,33 |
| Or.......... | + 0,36 |
| Platine...... | + 0,40 |

A noter ce résultat très intéressant que, si les deux plateaux sont maintenus dans un tube à vide où la pression est réduite à $\frac{1}{7000}$ d'atmosphère, la différence de potentiel mesurée ne varie jamais d'une quantité appréciable, alors que l'on eût très bien décelé une variation de 5 0/0.

B. BRUNHES.

T. VI, 6e série ; octobre 1903.

LORD RAYLEIGH. — On the Work done by Forces operative at one or more Points of an Elastic Solid (Sur le travail effectué par des forces agissant en un ou plusieurs points d'un corps solide). — P. 385.

Lord Rayleigh étudie d'abord la génération des ondes — ondes longitudinales, ondes transversales — dans un corps solide isotrope quand une force périodique est localisée dans le voisinage d'un point. Il suppose alors la force agissant suivant OZ et calcule le travail fourni par cette force dans la production des ondes.

PERREAU.

JAMES-E. IVES. — On the Law of the Condenser in the Induction Coil (Sur la loi du condensateur dans une bobine d'induction). — P. 411.

L'auteur a étudié expérimentalement de quoi dépendait la meilleure capacité à employer dans une bobine d'induction. La meilleure capacité est, comme on sait, celle qui supprime le mieux l'étincelle à la rupture du circuit primaire. L'auteur a fait varier l'intensité du courant, la résistance du circuit et sa self-inductance. Voici les résultats :

1° La capacité optimum est plus grande si le pôle qui produit la rupture est négatif que s'il est positif;

2° Elle est en général proportionnelle à une puissance de l'intensité du courant comprise entre 2 et 3 ;

3° Elle dépend très nettement des résistances des connexions conduisant à l'interrupteur et au condensateur;

4° Elle dépend de l'inductance du primaire, mais en devient indépendante pour de grandes valeurs de cette inductance.

Dans les expériences, la rupture se faisait à la main au moyen d'un fil de cuivre plongeant dans un godet contenant du mercure.

PERREAU.

LORD KELVIN. — On Electroethereal Theory of the Velocity of Light in Gases, Liquids and Solids (Théorie de la vitesse de la lumière dans les gaz, liquides et solides fondée sur une conception nouvelle de l'éther). — P. 437.

Dans cette théorie, on suppose que l'électrion d'un atome monoélectrionique ou le groupe de deux, trois ou plus électrions d'un atome polyélectrionique est un vibrateur électrique qui, dans une source de lumière, prend de l'énergie par suite de ses chocs avec les autres atomes et rayonne cette énergie en ondes se propageant dans l'éther environnant. L'objet du travail est d'étudier l'influence de ces vibrateurs sur la vitesse de la lumière.

On voit d'abord que la période de vibration d'un atome monoélectrionique est

$$k = 2\pi \sqrt{\frac{m}{c}} = \frac{2\pi}{e} \sqrt{m\alpha^3};$$

$\alpha$ = rayon de l'atome, $e$ = charge électrique, $m$ = masse. Pour un groupe de $i$ électrions contenu dans un atome, on aura un mode de vibration dont la période sera :

$$\frac{1}{\sqrt{i}} \frac{2\pi}{e} \sqrt{m\alpha^3}.$$

On fait ensuite l'hypothèse que le rayon d'un électrion est si excessivement petit que la quantité d'éther contenue dans sa sphère de condensation est très petite par rapport à la quantité d'éther ordinaire dans un volume égal au volume du plus petit atome.

En supposant ensuite que l'électrion n'a pas d'autre inertie que celle qui rend compte de l'énergie cinétique qui accompagne son

mouvement permanent dans l'éther, le calcul donne pour la vitesse de propagation des ondes :

$$\frac{1}{v^2} = \frac{\rho}{n} + \frac{Nm}{n} \frac{\tau^2}{\tau^2 - k^2};$$

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega}, \qquad k = 2\pi \sqrt{\frac{m}{c}},$$

C = moyenne densité de l'éther, $n$ = rigidité de l'éther, N = nombre d'atomes par unité de volume, $cx$ = attraction électrique au centre de l'atome pour un écart $x$, $m$ = masse virtuelle d'un électrion.

Perreau.

George-W. WALKER. — On the Theory of Refraction in Gases (Théorie de la réfraction dans les gaz). — P. 464.

L'auteur rappelle d'abord les faits connus sur la réfraction des gaz et sur leur constante diélectrique et expose ensuite sa théorie. On suppose qu'une molécule est formée de deux particules de masses $m_1$ et $m_2$ et de charges électriques $+ e$ et $- e$... Elles sont de grandeur finie et placées à une distance minimum qu'elles ne peuvent franchir.

Ces particules décrivent des circonférences autour de leur centre commun, mais ne vibrent pas radialement.

L'auteur examine alors l'effet d'ondes électriques sur le mouvement d'une telle molécule. Il est ainsi conduit à des fonctions $E_l(x)$ déjà discutées par Lamb, Schlomilch et Barnes.

Le calcul numérique de différentes valeurs de cette fonction permet de comparer les conséquences de l'hypothèse avec les résultats expérimentaux. L'accord est satisfaisant en particulier pour $SO^2$ et $AzH^3$. La théorie montre que la dispersion dépend de la température, mais non des périodes de vibration libre, sans que cependant cette dispersion varie beaucoup avec la température. Pour l'hydrogène, on doit s'attendre à ce qu'une élévation de température de quelques centaines de degrés change la dispersion de sens.

Perreau.

THOMAS-H. BLAKESLEY. — Single Piece Lenses (Lentilles d'une seule pièce). P. 521.

Si on considère une lumière de longueur d'onde déterminée ayant un indice de réfraction $\mu$ pour la substance qui compose la lentille. Blakesley remarque que les propriétés de la lentille dépendent uniquement de $x = \frac{r_1}{d}$, $y = \frac{r_2}{d}$, $r_1$ et $r_2$ étant les rayons de courbure des deux surfaces limites et $d$ leur distance, avec les conventions de signe ordinaires.

Toute propriété d'une lentille se traduit par une relation entre $x$ et $y$, donc détermine dans le diagramme un point, une droite, ou une courbe. L'auteur donne une série d'exemples.

PERREAU.

R.-J. SOWTER. — On Astigmatic Aberration (Aberration et astigmatisme). P. 524.

L'auteur étudie les torsions produites dans un pinceau non homocentrique simplement astigmate, le pinceau primitif étant symétrique, et trouve ainsi que tout rayon de la surface astigmate a pour équation

$$\Phi = C^{te} = \frac{1}{\tang \frac{\alpha\varepsilon}{b\gamma}},$$

$\gamma$ et $\varepsilon$ étant les longueurs interceptées sur les lignes focales par le rayon et comptées à partir de l'axe.

Il cherche ensuite l'ombre donnée par un objet, en particulier par un fil rectiligne.

PERREAU.

Novembre 1903.

H.-S. ALLEN. — The Effect of Errors in Ruling on the Appearance of a Diffraction Grating (Effet des irrégularités de division sur l'apparence d'un réseau de diffraction). — P. 559.

Supposons un réseau où les traits de la moitié gauche soient plus écartés que les traits de la moitié droite et faisons tomber normale-

ment à ce réseau un faisceau de rayons parallèles de lumière homogène. Si on reçoit après diffraction la lumière sur un objectif de lunette, on aura dans le plan focal des raies brillantes. Pour le même ordre, les deux moitiés du réseau donneront deux raies différentes voisines $F_1$ et $F_2$. Un peu plus loin on aura en A'B'C' l'image du réseau. Plaçons dans le plan focal de l'objectif une fente, on pourra ainsi ne laisser passer que la lumière concentrée en $F_1$ ou en $F_2$ et avoir alors en A'B'C' l'image en noir ou en clair des traits d'une seule moitié du réseau. On pourra photographier cette image. C'est ce qu'a fait M. Allen, qui a pu ainsi étudier l'erreur périodique d'une machine à diviser. Les deux raies $F_1$ et $F_2$ voisines doivent produire des franges d'interférence. D'habitude on ne les voit pas, mais l'auteur les a cependant observées et photographiées avec un réseau particulier où chaque raie spectrale est accompagnée de deux autres plus pâles, une de chaque côté, à une distance angulaire triple de la distance angulaire des deux raies D.

Perreau.

J.-E. PETAVEL et R.-S. HUTTON. — Preliminary Note on the Effect of Pressure upon Arc Spectra (Note préliminaire sur l'effet de la pression sur le spectre de l'arc). — P. 569.

L'appareil se compose d'un récipient en acier pouvant supporter des pressions de 450 atmosphères, ayant un diamètre intérieur de 28 centimètres et une capacité de 20 litres environ. Les électrodes, d'un diamètre de 6 à 50 millimètres, étaient fixées à des tubes d'alimentation passant dans des boîtes à étoupes et pouvant être bien ajustés au moyen d'une puissante presse à vis. Outre les soupapes pour l'admission et la circulation des gaz sous pression, l'appareil était muni d'une fenêtre en verre au moyen de laquelle on pouvait observer l'arc ou faire la photographie de son spectre.

On a employé des forces électromotrices continue ou alternative jusqu'à 500 volts.

La lumière venant de l'arc était réfléchie par un miroir et était concentrée par une lentille sur la fente d'un spectroscope. On employait des plaques isochromatiques permettant d'étudier le spectre entre les longueurs d'onde 5500 et 3500.

*Charbon.* — On a fait des photographies de l'arc entre électrodes

de charbon avec des pressions d'air de 7, 40, 75, 100 atmosphères et avec un mélange d'air et d'H à la pression de 16 atmosphères.

On trouve toujours dans les gaz une grande quantité de CO et de $CO^2$, pas de vapeurs nitreuses, mais de l'acide azotique. A 40 atmosphères on a vu apparaître dans le spectre les bandes renversées du cyanogène plus visibles avec le mélange d'air et d'hydrogène. L'analyse du gaz indiquait d'ailleurs alors la présence de l'acide cyanhydrique.

*Cuivre.* — Rien de particulier.

*Fer.* — Aspect identique à celui indiqué par Kayser et Runge.

*Spectre de la lueur du fer.* — Ayant comme électrodes une barre de fer et un tube, on fit le vide dans l'appareil. Si la longueur de l'arc est petite, on a une lumière bleue sous forme de trait rectiligne qui donne le spectre ordinaire de l'arc au fer. Si on augmente la longueur de l'arc, la masse entière du gaz du récipient devient lumineuse, jaune, brillante, très lumineuse et facile à photographier. La force électromotrice était 550 volts, le courant 6 à 9 ampères. On a alors un spectre qui diffère du spectre ordinaire par ce fait qu'un petit nombre de raies se montrent avec une intensité marquée.

PERREAU.

R.-W. WOOD. — Photographic Reversals in Spectrum Photographs (Renversements photographiques dans les photographies de spectres). — P. 577.

Il peut arriver que dans un spectre photographié le renversement d'une raie ne soit pas dû à une absorption, mais soit simplement de nature photographique. M. Wood rappelle les divers types : 1° surexposition et développement habituel ; 2° développement à la lumière d'une lampe, d'une plaque plus ou moins surexposée ; 3° plaque exposée normalement, développée, mais exposée à la lumière une minute ou deux avant de la plonger dans le bain d'hyposulfite ; 4° effet Clayden : plaque exposée pendant un temps très court à une vive lumière, recevant, si on peut dire, un choc de lumière, et exposée ensuite à la lumière diffuse ; 5° on peut imiter ce dernier effet avec une exposition à une lumière faible, mais en plongeant ensuite la plaque dans un bain oxydant de bichromate de potasse et d'acide azotique : M. Wood a surtout étudié l'effet Clayden en cherchant l'influence de la longueur d'onde de la lumière, du temps du choc et du temps du voile ainsi que de l'intensité de ces deux lumières : choc et voile. Il

donne des photographies dont il est difficile de tirer une conclusion certaine.

Il a aussi étudié les renversements produits par les rayons X et ceux produits par une pression sur la plaque.

Si on range alors ces excitants dans l'ordre suivant : pression, rayons X, chocs de lumière, lumière d'une lampe, il a constaté que toute impression de l'un d'eux peut être renversée par un des suivants, mais non par un des précédents.

PERREAU.

---

## JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE (GENÈVE);

T. I ; 1903-1904.

### W. LOUGUININE et A. SCHUKAREFF. — Étude thermique de quelques alliages de cuivre et d'aluminium. — P. 9 (1).

Les réactifs généralement employés dans ces recherches sont sans action sur l'un ou l'autre des métaux qui constituent ces alliages. On s'est servi d'une solution de brome dans une solution concentrée de bromure de potassium, et encore cette solution ne peut être employée que pour les alliages contenant moins de 50 0/0 d'Al. Pour ceux qui en contiennent plus, il y a dégagement d'hydrogène.

Le calorimètre en platine contenait la solution de brome; l'alliage réduit en poudre était contenu dans un tube en verre fermé par un bouchon conique et traversant le couvercle. En retirant le bouchon, on laissait tomber la poudre dans le calorimètre, et, à la fin de l'essai, l'extrémité du tube était plongée dans le liquide du calorimètre, pour assurer la dissolution des parcelles de poudre qui auraient pu rester adhérentes.

Les déterminations préliminaires des chaleurs de formation de $CuBr^2$ et $AlBr^3$ dissous sont suffisamment concordantes avec celles de Thomson et Berthelot. Les chaleurs de formation des alliages sont calculées comme étant la différence $Q - Q'$ de la cha-

(1) *Archives des Sciences phys. et nat. de Genève*, t. XV, p. 49 ; 1903.

leur Q dégagée dans l'action sur les mêmes quantités des métaux isolés et de la chaleur Q′ dégagée dans l'action sur l'alliage.

On a pu étudier les alliages correspondant approximativement aux formules $Cu^3Al$, $Cu^2Al$, $Cu^3Al^2$, CuAl, $Cu^2Al^2$, $CuAl^2$, dont les préparations sont indiquées. L'alliage $Cu^2Al$ est formé avec un notable dégagement de chaleur et paraît le plus nettement correspondre à un composé défini.

P. DUHEM. — Les points d'eutexie et de transition pour les mélanges binaires qui peuvent donner des cristaux mixtes. — P. 34, 97.

Étude théorique d'un mélange liquide de deux composants, qui peut fournir une solution solide : d'abord dans le cas où le mélange liquide peut donner naissance à deux espèces distinctes de solutions solides, puis dans celui où il peut donner naissance à une solution solide et à un composé défini.

Les théorèmes énoncés sont traités par une méthode déjà employée par l'auteur pour l'étude des points d'eutexie et des propriétés du triple point, qui est basée sur la considération des modifications virtuelles unilatérales. Elle permet de confirmer et de classer avec rigueur les résultats énumérés par M. W. Bakhuis Roozeboom.

J.-H. VAN'T HOFF. — La règle des phases. — P. 56.

Conférence faite à la Société de Chimie allemande, le 29 novembre 1902. Traduit de l'allemand par M. A. Jacquerod.

PH.-A. GUYE. — Études physico-chimiques sur l'électrolyse des chlorures alcalins. — P. 121, 212 (1).

L'électrolyse des chlorures alcalins dans un appareil à diaphragme donne lieu à la formation d'un grand nombre de composés secondaires; la réaction est encore compliquée par des phénomènes de diffusion, d'endosmose électrique, etc.; mais n'y a-t-il pas un phénomène dominant, qui permette de suivre la réaction avec une

(1) *Archives des Sc. phys. et nat. de Genève*, t. XV, 612.

précision suffisante dans la pratique? L'auteur définit d'abord ce qu'il appelle le rendement instantané du courant : c'est la quantité $r$ de soude (dans l'électrolyse du NaCl) produite à un moment donné par le passage d'une quantité élémentaire F coulombs d'électricité. Or cette quantité ne dépend pratiquement que de la concentration en soude et est assez bien représentée par la formule $r = \frac{1}{(1 + ac)^{\frac{1}{3}}}$, $c$ étant la concentration en soude et $a$ un coefficient particulier dépendant de la température (2,50 à 50° pour la soude).

L'application de ce principe à différents cas permet de calculer soit la concentration après le passage d'une certaine quantité d'électricité, soit le rendement. Les vérifications tirées d'essais industriels ont conduit à des résultats satisfaisants.

A. GUNTZ. — Sur les fours électriques à résistance. — P. 178.

HERŒUS. — *Id.* — P. 501.

Les fours électriques permettent d'obtenir rapidement des températures réglables jusqu'à 1400°. L'auteur étudie les conditions de bon fonctionnement de ces appareils. Il indique la construction de fours au moyen d'un fil de platine enroulé sur un tube de terre réfractaire préalablement recouvert d'une brasque d'aluminate de chaux ou de magnésie et noyé ensuite dans la même substance ; le tout est protégé contre le refroidissement par des couches de carton d'amiante. On évite ainsi la formation de siliciure de platine aux températures élevées. On doit d'abord étudier sur un échantillon du fil employé le rapport $\frac{R_T}{R_0}$ de la résistance du fil à la température de fusion à la résistance à la température ordinaire ; la connaissance du voltage et de l'intensité employés permettra de ne pas dépasser la limite à laquelle le fil pourrait fondre. Ce rapport varie de 4,08 à 4,40. On peut calculer approximativement les dimensions de la spirale de platine donnant un résultat déterminé. Si l'on veut chauffer rapidement un tube, on prend un appareil à isolement calorifique faible et de masse petite ; il y a le plus souvent avantage à augmenter l'isolement calorifique ; on arrive alors à la température voulue un peu plus lentement, mais avec une dépense moins grande. Enfin, au fur

et à mesure que cet isolement augmente, la stabilité de la température diminue.

Si l'on ne doit pas dépasser 5 à 600°, il y a avantage à remplacer le platine par le nickel.

Heræus emploie comme résistance du platine laminé, ce qui assure une répartition meilleure de la chaleur. M. Guntz trouve la dépense des fours de ce constructeur plus considérable qu'avec son système. Celui-ci prétend que cette dépense n'est pas plus grande une fois le régime normal atteint : pour lui, la formation de siliciure de platine se ferait à une température supérieure à 1500°.

P.-Th. MULLER et Ed. BAUER. — Étude optique de la fonction isonitrée, influence des radicaux négatifs. — P. 190.

Les propriétés optiques étudiées sont la réfraction par rapport à la raie D et aux raies α, β, γ de l'hydrogène, ainsi que les dispersions moléculaires relatives à ces raies. Ce ne sont pas des propriétés additives; elles sont cependant augmentées et d'autant plus que les radicaux sont plus négatifs.

E. WASMER et P.-A. GUYE. — Recherches physicochimiques sur les éthers lactiques et maliques. — P. 257.

Les propriétés étudiées sont la densité, la réfraction, la dispersion et le pouvoir rotatoire. La préparation des lactates doubles de zinc et d'ammonium, qui ont servi ensuite à celle des éthers, est donnée avec détails.

Les rotations moléculaires augmentent avec la température ; pour les malates d'éthyle acidulés, elles passent par un maximum ; pour les lactates simples, elles croissent et tendent vers un maximum : pour les lactates d'isobutyle acidylés, elles passent également par un maximum. Les dispersions rotatoires conservent dans chaque groupe une valeur caractéristique.

G.-G. LONGINESCU. — Contribution à l'étude de la polymérisation des liquides organiques. — P. 289.

G.-G. LONGINESCU. — Sur la polymérisation des corps organiques à l'état solide. — P. 297.

G.-G. LONGINESCU. — Sur la polymérisation des corps anorganiques à l'état liquide et à l'état solide. — P. 391.

Essai de vérification de la formule :

$$\frac{T}{T'} = \frac{D}{D'} \sqrt{\frac{n}{n'}},$$

T et T' étant les températures absolues d'ébullition de deux corps organiques, D et D' leurs densités à zéro, $n$ et $n'$ le nombre des atomes de leurs molécules. On peut écrire $\frac{T}{D\sqrt{n}} = \frac{T'}{D'\sqrt{n'}} =$ constante ; et, cette constante étant voisine de 100 pour tous les corps organiques polymérisés, on pourra se servir de la formule $\left[\frac{T}{100\,D}\right]^2 = n$, pour calculer le degré de polymérisation, s'il y a lieu.

Les facteurs de polymérisation sont en général concordants avec ceux trouvés par d'autres méthodes.

Pour les corps organiques à l'état solide, la constante peut être prise égale à 70.

Pour les corps anorganiques, la relation n'est plus applicable dans le cas des combinaisons contenant des éléments à poids atomique supérieur à 40. Pour les solides, la constante doit être prise égale à 50. Les degrés de polymérisation sont très élevés, et en particulier pour les oxydes ROX, comme l'avait déjà signalé Louis Henry (1). Ce dernier se demande si on arrivera jamais à découvrir les oxydes normaux, et l'auteur se demande si les solutions colloïdales ne se rapprocheraient pas de cet état non polymérisé.

Ph.-A. GUYE et St. BOGDAN. — Méthodes rapides pour l'analyse physico-chimique des liquides organiques. — P. 379.

La viscosité peut être mesurée pour des liquides très visqueux au moyen d'un appareil analogue à celui d'Ostwald, mais en em-

(1) *Études de Chimie moléculaire*, Bruxelles; 1879.

ployant un tube capillaire beaucoup plus large. Les conductibilités électriques peuvent être mesurées avec une précision suffisante par la méthode de Kohlraush, dans un tube cylindrique de 3 millimètres de diamètre et de 5 à 6 centimètres de long. Enfin, pour la détermination de l'abaissement cryoscopique, il suffit de terminer l'éprouvette cryoscopique par un rétrécissement cylindrique de 6 millimètres de diamètre et d'une capacité de $1^{cm},5$ ; une rondelle en ébonite forme la partie supérieure de ce rétrécissement et laisse passer le réservoir du thermomètre par un trou en assurant sa position centrale.

H. LE CHATELIER. — De la classification en chimie. — P. 483.

La classification des corps doit tenir compte aujourd'hui des nouveaux points de vue introduits par les récents progrès de la mécanique chimique et en particulier par la loi des phases. En particulier dans la classification des alliages, il serait temps de bien séparer les masses hétérogènes des masses homogènes et d'adopter une nomenclature appropriée.

Il propose en particulier une classification des alliages de fer et de carbone, en admettant l'homogénéité des trois constituants étudiés par M. Osmond : troostite, martensite, austénite.

M[lle] HOMFRAY et PH.-A. GUYE. — Tensions superficielles et complexité moléculaire des corps actifs homologues.

Cette étude, poursuivie dans le but d'expliquer les maxima du pouvoir rotatoire dans des séries homologues par une polymérisation des premiers termes, conduirait au contraire à admettre une dissociation dans la phase liquide des corps, qui conduisent à des valeurs élevées du coefficient de température pour la tension superficielle. — Ce qui demande à être corroboré par des déterminations portant sur d'autres constantes physiques.

M.-W. TRAVERS et CH.-F. FOX. — Tensions de vapeur de l'oxygène liquide, mesurées au thermomètre à oxygène à volume constant à différentes pressions initiales.

Traduit de l'anglais par M. A. Jacquerod, d'après le texte inséré dans les *Proceedings of the Royal Society*, à Londres.

G. ROY.

E. WARBURG. — Passage des rayons cathodiques à travers les métaux (Mémoire présenté à la Société allemande de Physique, séance du 8 janvier 1904 ; voir les *Verhandlungen*, p. 9-33).

L'auteur expose sa théorie du passage des rayons cathodiques à travers les métaux, théorie mettant en lumière les points suivants :

1° Les centres de force que présente l'aluminium traversé par des rayons cathodiques exercent sur les électrons une force inversement proportionnelle à la $1^{me},45$ puissance de la distance ;

2° Tout électron, en frappant un centre de force dans l'aluminium, perd en moyenne 4 0/0 de sa vitesse;

3° Les parcours libres moyens des électrons dans l'aluminium sont proportionnels à la $8^{me},9$ puissance de la vitesse ; pour la vitesse correspondant à un potentiel de décharge de 15800 volts, ce parcours libre est de $0^{mm},0018$. La théorie de l'auteur, qui se base sur des hypothèses analogues à celles qu'on formule dans la théorie cinétique des gaz, s'applique également à la réflexion des rayons cathodiques.

A. GRADENWITZ.

H. STARKE. — Conduction d'électricité à travers les flammes (Mémoire présenté à la Société allemande de Physique, séance du 8 janvier 1904; voir les *Verhandlungen*, p. 33-44).

L'auteur résume sa théorie des phénomènes que présente la conduction d'électricité à travers les flammes. Dans le cas où la flamme proprement dite contiendrait deux électrodes non incandescentes, l'auteur pense que l'ionisation pénètre le volume de la flamme tout entier, au lieu de se limiter à la surface des électrodes; ce serait en raison de la grande vitesse des ions négatifs que la chute des potentiels se borne à la cathode pour sa plus grande partie. Le fait que le courant traversant la flamme pour les différences de potentiel supérieures se compose de deux parties, dont l'une est proportionnelle à la différence de potentiel alors que l'autre en est indépendante, a été invoqué pour réfuter les vues de l'auteur. Mais cette contradiction apparente disparaît dans l'hypothèse suivante :

L'on suppose que l'état de saturation ne se produit dans l'espace conducteur qu'au moment même où la différence de potentiel est

appliquée ; aussitôt après que la distribution des potentiels limitant la presque totalité de la chute de potentiel à la cathode sera réalisée, l'état de saturation ne sera encore établi qu'à proximité de la cathode, où les ions présentant une petite densité se meuvent avec une extrême rapidité, tandis que dans le reste de l'espace la lenteur du mouvement des ions pourra donner lieu à des recombinaisons. Dans cette hypothèse le courant traversant la flamme, par exemple le courant de particules positives dirigé vers la cathode, comprendrait d'abord toutes les particules positives engendrées dans la région à chute de potentiel élevée (ce serait là le courant de saturation de cette région) et une portion des ions positifs engendrés en dehors de cette région et qui constituent le courant non saturé du reste de l'espace de la flamme; c'est cette dernière portion qui s'accroîtrait avec la force électromotrice appliquée.

A. Gradenwitz.

M.-R. SCHENCK. — Théorie des phénomènes radioactifs (Mémoire présenté à l'Académie des Sciences, à Berlin, séance du 7 janvier ; voir les *Verhandlungen*, p. 47-46).

L'auteur présente une théorie des phénomènes radioactifs fondée sur l'hypothèse que les électrons, dans les phénomènes d'équilibres chimiques et notamment dans l'équilibre entre l'oxygène et l'ozone, sont gouvernés par la loi des masses (loi de Guldberg-Waage). Dans un travail antérieur fait en collaboration avec le professeur Richarz, à Marburg, l'auteur avait fait voir que l'ozone appartient au groupe des substances *radioactives*, ce qui est d'autant plus important que c'est là un corps que l'on peut obtenir en quantités quelconques. Ce travail avait montré que l'ozone, en se dissociant, devient conducteur de l'électricité, c'est-à-dire se transforme en oxygène, en émettant des ions gazeux ; d'autre part, sa formation a lieu en présence d'ions gazeux, dans certains phénomènes électriques. On est donc en présence d'un processus *réversible*, parfaitement analogue aux phénomènes de dissociation, et, si l'on considère les ions gazeux comme des particules matérielles, on est fondé à dire que l'ozone, étant formé d'oxygène et d'ions gazeux, *est un composé chimique d'électrons et d'oxygène*, soit un « électronure d'oxygène ».

Les électrons et les ions atomiques seraient régis par la loi des masses tout autant que les ions électrolytiques et les molécules

électriquement neutres. Une différence entre la dissociation de l'ozone et la plupart des processus de dissociation ordinaires est dans le dégagement de chaleur dont s'accompagne cette réaction et en raison duquel il faut considérer l'ozone comme un composé endothermique. Comme par conséquent la constante d'équilibre de cette réaction diminue lorsque la température croît, la stabilité de l'ozone doit diminuer en même temps; la concentration des ions gazeux dégagés par l'ozone sera à son tour plus petite qu'à basse température.

L'auteur explique le fait bien connu que les composés du radium fortement actifs émettent une odeur d'ozone par l'ionisation de l'air due aux ions gazeux qu'émet le radium, et qui donne lieu à la formation d'ozone aux dépens de l'oxygène ambiant. L'hypothèse se présente à l'esprit que le radium et les substances analogues seraient également des « électronures ». Il est vrai que les conditions d'équilibre dans ces cas seraient quelque peu différentes de celles de l'ozone gazeux; le processus serait analogue à la dissociation du carbonate de calcium en oxyde de calcium et en anhydride carbonique. L'auteur croit probable que les substances radioactives doivent leur existence à des phénomènes volcaniques accompagnés de violents dégagements d'électricité. Comme dans beaucoup de réactions lentes, telles que les oxydations de substances organiques donnant lieu à la formation d'ozone, on a récemment constaté la présence d'ions gazeux, il est possible que beaucoup de réactions chimiques, sinon toutes, s'accompagnent de la présence de ces ions gazeux en quantités variables. Comme, d'autre part, le peroxyde d'hydrogène, produit fréquemment dans les processus d'auto-oxydation, est l'analogue parfait de l'ozone, dégageant, comme on le sait, des émanations qui impressionnent les plaques photographiques à travers une plaque d'aluminium, il convient de le regarder également comme un « électronure ».

La loi de Guldberg et Waage explique certains phénomènes remarquables, tels que, par exemple, le fait que le phosphore, tout en étant non lumineux et inoxydable dans l'oxygène pur sous pression atmosphérique, devient lumineux et éprouve une oxydation, aussitôt que la concentration de l'oxygène vient à diminuer. La *pression de luminescence maxima* du phosphore dépend du reste de la température et s'accroît lorsque l'oxygène est additionné de petites quantités d'ozone. Il paraît que, pour produire une sensation lumi-

neuse dans notre œil, la concentration des ions doit dépasser une certaine limite. Après avoir émis l'hypothèse que les « émanations » des substances radioactives ne seraient autres que de l'ozone, l'auteur essaie d'expliquer la *radioactivité* excitée par l'action de l'ozone, auquel seraient dus encore les phénomènes de déperdition spontanée d'électricité qui se produisent dans les caves et les demeures où les processus de putréfaction et de décomposition sont plus intenses) avec une intensité bien plus grande que, par exemple, dans certaines mines.

A. Gradenwitz.

F. RICHARZ et R. SCHENCK. — Analogie entre la radioactivité et les phénomènes présentés par l'ozone (Mémoire présenté à l'Académie des Sciences de Berlin, séance du 10 décembre 1903).

Les auteurs appellent l'attention sur les analogies qui existent entre la radioactivité et les phénomènes présentés par l'ozone. De récentes recherches ont fait voir que l'ozone présente en commun avec le radium et d'autres substances radioactives la particularité de donner lieu à la production d'ions gazeux. D'autre part, l'ozone, comme vient de le constater M. Braun, est capable d'influencer les plaques photographiques à l'égal des substances radioactives. Enfin, d'après M. E. van Aubel, la présence des substances ozonisées augmenterait la conductivité des piles à sélénium comme font les agents ioniseurs. Or les auteurs ont établi que les autres propriétés des substances radioactives, et plus particulièrement l'excitation de la fluorescence, se retrouvent également dans l'ozone. Voici une autre analogie qui se présente à l'esprit : on sait que la désagrégation du radium a lieu avec un dégagement de chaleur très intense et en raison duquel le radium est capable de développer des quantités incessantes de chaleur qu'il transmet au milieu ambiant ; or c'est avec un développement de chaleur très fort que l'ozone se décompose en ses composants. La seule différence entre l'ozone et les substances radioactives est dans le poids atomique, qui, dans le cas de l'ozone, est bien plus faible que dans celui du radium et des corps analogues ; mais ce désaccord n'empêche pas les auteurs de regarder les phénomènes précités comme preuve suffisante du fait que l'ozone est une substance essentiellement radioactive.

A. Gradenwitz.

**H.-A. WILSON.** — On the discharge of electricity from hot platinum (La décharge de l'électricité par le platine chaud). — *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, t. CCII, p. 243 ; 1903.

Un galvanomètre permet de mesurer le courant qu'une différence de potentiel donnée peut faire passer entre une boucle de platine chauffée au rouge par un courant et un cylindre de platine enveloppant la boucle. Les deux électrodes sont placées dans un tube de verre où l'on peut faire le vide ; la température du fil de platine est déduite de sa résistance. Aux faibles pressions, le courant est inappréciable au galvanomètre quand le fil chauffé est positif ; quand il est négatif, le courant est sensiblement indépendant de la pression et le même que dans le vide le plus avancé, si le gaz est de l'air, de l'azote ou de la vapeur d'eau. On suppose, bien entendu, que la pression ne devient jamais assez grande pour que l'ionisation par les chocs puisse jouer un rôle avec les forces électromotrices employées ; dans le cas contraire, les phénomènes se compliquent, mais l'ionisation par les chocs suffit à les expliquer.

Le fait capital est le suivant : quand un fil neuf vient d'être chauffé, le courant qu'il est capable de fournir est d'abord relativement grand, puis décroît et peut tomber à une très faible fraction de sa valeur primitive. Le fort courant initial est dû à l'*hydrogène* occlus dans le platine et qui se dégage peu à peu. Cet hydrogène semble jouer le rôle essentiel dans toutes les mesures faites jusqu'ici, par exemple dans celles de Richardson (cf. ci-dessus). Quand un fil a été soigneusement nettoyé dans l'appareil même où il doit servir par ébullition prolongée avec de l'acide nitrique, les courants qu'il fournit sont extrêmement faibles. Wilson a réussi à obtenir des courants 250000 fois moindres que ceux de Richardson dans les mêmes conditions. Une confirmation de ses idées est donnée par l'étude des courants dans l'hydrogène très pur, qui sont effectivement beaucoup plus grands que dans l'air, et sensiblement proportionnels à la pression de l'hydrogène quand celle-ci est faible. Il semble donc probable que les nombres très élevés trouvés dans l'air et d'autres gaz sont dus à des traces d'hydrogène.

Les nombres trouvés pour la variation du courant de saturation avec la température sont fort bien représentés dans tous les cas

par une formule de la forme :

$$I = a\sqrt{T}e^{-\frac{b}{T}}.$$

Mais la théorie de cette formule que propose Richardson (voir l'analyse précédente) n'est pas nécessaire : il suffit d'admettre l'analogie entre l'émission de corpuscules par le métal et l'évaporation d'un liquide, pour pouvoir, par un raisonnement thermodynamique indépendant de toute hypothèse cinétique, retrouver la formule précédente. La seule hypothèse est que des électrons sont produits par un mécanisme quelconque à la surface du métal incandescent. Seulement ici la signification de la constante $a$ n'est plus la même et ne permet plus de calculer le nombre d'électrons par centimètre cube du métal ; la signification de la constante $b$ reste au contraire à peu près la même.

En résumé, les résultats de H.-A. Wilson pour le platine ne sont nullement inconciliables avec ceux de Richardson ; seulement il faut considérer la plus grande part du courant comme due dans ce cas à l'hydrogène occlus par le métal. Si l'on veut admettre la théorie cinétique de Richardson, qui reste la plus vraisemblable dans le cas du carbone et du sodium, il suffit de la rapporter, dans le cas du platine, non au métal lui-même, mais à l'hydrogène occlus.

Eugène Bloch.

## ÉTUDE ET COMPARAISON DES PROCÉDÉS DE RÉDUCTION DE L'HYSTÉRÉSIS MAGNÉTIQUE;

Par M. Ch. MAURAIN.

L'étude du magnétisme est rendue très difficile, d'une part, par la complexité de la plupart des corps ferromagnétiques [1], d'autre part par l'hystérésis, liée à la complexité des substances, mais qui semble bien exister même pour les substances les plus homogènes. Dans ce travail, je me suis proposé d'étudier les procédés de réduction de l'hystérésis magnétique et de comparer les résultats obtenus par les différents procédés.

Lorsqu'on fait agir sur un noyau magnétique un champ magnétique croissant, puis décroissant, on obtient deux courbes d'aimantation différentes; mais, en faisant intervenir, après chaque variation du champ, certaines actions auxiliaires, on peut obtenir la même courbe à champ magnétisant croissant ou décroissant (je dirai, dans la suite, qu'on a alors une courbe unique ou réversible d'aimantation, ou encore que la réduction de l'hystérésis a été complète; nous verrons plus loin quel sens exact s'attache à ces expressions). Plusieurs physiciens ont obtenu des courbes uniques de ce genre : M. Ewing y est parvenu au moyen de chocs, MM. Gerosa et Finzi par l'action d'un courant alternatif parcourant la tige étudiée (mais, comme nous le verrons tout à l'heure, les courbes qu'obtenaient ces deux physiciens n'ont pas de signification précise); enfin, MM. Franklin et Clarke, en faisant agir, après chaque variation du champ magnétisant, un champ alternatif de même direction et d'amplitude décroissante [2]. Ces expériences n'ont d'ailleurs porté que sur des échantillons de fer et n'ont donné lieu à aucune comparaison entre les résultats obtenus par deux procédés différents de réduction.

J'ai pu obtenir encore des courbes uniques d'aimantation par l'action d'un champ magnétique oscillant (fréquence $10^6$ à $10^7$), de même direction que le champ magnétisant, et par celle d'un cou-

[1] V. par exemple : *Constitution des fers carburés* (*Éclairage électrique*, t. XXXVI, p. 441 ; 19 septembre 1903) et *Relations entre la constitution des fers carburés et leurs propriétés magnétiques* (*id.*, t. XXXVII, p. 89 ; 17 octobre 1903).

[2] Ewing, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, p. 564; 1885 ; — Gerosa et Finzi, *Rendiconti del R. Istituto Lombardo*, t. XXIV, p. 677 ; 1891 ; — Franklin et Clarke, *Physical Review*, t. VIII, p. 304 ; 1899.

rant oscillatoire parcourant le noyau magnétique. Je vais indiquer la disposition des expériences, puis étudier chacun de ces procédés de réduction de l'hystérésis, enfin exposer les expériences de comparaison et leurs résultats.

*Disposition des expériences.* — Les échantillons étudiés sont des fils fins, des rubans minces ou des tiges très allongées [1]; leur aimantation est mesurée par la méthode magnétométrique unipolaire. Ils sont placés suivant l'axe d'une longue bobine (144 centimètres de longueur, $3^{cm},1$ de diamètre extérieur, 6 couches de fil); les cinq couches extérieures de cette bobine sont parcourues par un courant continu qui produit le champ magnétisant (il faut ajouter au champ produit par la bobine la composante verticale du champ terrestre, $0^{gauss},43$ à l'endroit où est placée la bobine); la sixième couche peut être parcourue par un courant alternatif; elle produit ainsi un champ alternatif qu'on peut superposer au champ magnétisant. Concentriquement à cette bobine et à l'intérieur en est une autre formée d'une seule couche de fil et soigneusement isolée : on peut y faire passer un courant oscillant produisant ainsi un champ oscillant superposable au champ magnétisant.

Le magnétomètre employé, construit par la maison Carpentier, est à deux équipages magnétiques solidaires formant système astatique; le champ directeur est produit par deux aimants placés de part et d'autre du magnétomètre à la hauteur de l'un des équipages. L'avantage de cette disposition est qu'elle permet d'opérer dans des conditions de bonne sensibilité malgré l'influence perturbatrice de courants vagabonds provenant de lignes voisines de tramways électriques; le champ perturbateur varie peu suivant la verticale des deux équipages magnétiques (dont la distance était de 8 centimètres); son action totale sur le système astatique est donc très faible, et un champ directeur assez faible suffit pour que le zéro du magnétomètre soit bien stable. Les indications du magnétomètre mesurent l'intensité d'aimantation en unités arbitraires.

Le courant oscillant utilisé soit pour produire un champ oscillant longitudinal, soit pour parcourir le noyau, est produit par le dispositif de Tesla : les armatures d'une bouteille de Leyde sont reliées, d'une part, aux deux pôles d'une grosse bobine de Ruhmkorff, et,

[1] J'ai particulièrement à remercier, pour l'amabilité qu'ils ont mise à m'en procurer, M. Carpentier, MM. Gindre et Limb, et M. Tahier, horloger à Rennes

d'autre part, au circuit d'utilisation, qui comprend un micromètre à étincelles.

Le circuit à courant continu était commandé par des accumulateurs et tout à fait indépendant. Le courant d'un alternateur Limb pouvait être envoyé soit dans le primaire de la bobine de Ruhmkorff, soit dans la couche de fil dont il a été parlé, soit dans le noyau magnétique lui-même, de sorte que le jeu rapide de commutateurs permettait de substituer rapidement l'une à l'autre les différentes actions réductrices, sans qu'on eût à toucher à la bobine magnétisante ni au noyau magnétique étudié.

*Remarque générale sur le mode d'emploi des actions réductrices électromagnétiques.* — Lorsqu'on emploie un des procédés électromagnétiques de réduction de l'hystérésis, il faut, pour que la courbe unique (à champ croissant ou décroissant) fournie par l'appareil d'observation soit bien définie, faire agir ce procédé *à intensité décroissante* après chaque variation du champ magnétisant; en effet, chacun de ces procédés revient à superposer à l'action du champ magnétisant celle d'un champ magnétique auxiliaire (longitudinal ou transversal, alternatif ou oscillant); l'aimantation varie constamment sous l'action du champ variable résultant, et le magnétomètre indique seulement une moyenne. Si on fait agir constamment l'action auxiliaire à intensité constante, on retrouve cette même valeur quand le champ magnétisant passe par une valeur donnée en croissant ou en décroissant; mais la courbe unique que l'on obtient ainsi pour représenter l'indication du magnétomètre en fonction du champ magnétisant n'a pas de signification précise.

D'autre part, l'expérience montre que, pour qu'une de ces actions électromagnétiques réduise complètement l'hystérésis, il faut qu'elle atteigne une certaine amplitude dans sa variation. Il faut donc, pour l'application correcte d'un des procédés électromagnétiques de réduction de l'hystérésis, le faire agir, après chaque variation du champ magnétisant, d'abord avec une amplitude supérieure à l'amplitude limite nécessaire pour la réduction complète, puis en réduisant progressivement cette amplitude jusqu'à 0. A mesure qu'on réduit l'amplitude, l'indication du magnétomètre augmente et arrive à une limite bien déterminée pour chaque valeur du champ magnétisant (et, comme on le verra plus loin, pour chaque procédé de réduction). Naturellement cette variation dans l'indication du magnétomètre s'atténue à mesure qu'on approche de la saturation magnétique, c'est

à-dire à mesure que les manifestations de l'hystérésis perdent de leur importance relative. La courbe obtenue par MM. Franklin et Clarke est ainsi correcte, tandis que celles obtenues par MM. Gerosa et Finzi ne correspondent pas à des conditions définies, le courant alternatif qu'ils employaient parcourant constamment le noyau magnétique, avec une intensité fixe.

Cette remarque générale va permettre d'alléger ce que nous avons à dire pour chaque procédé.

*Action d'un champ alternatif d'amplitude décroissante, de même direction que le champ magnétisant.* — On doit, comme je viens de l'indiquer, donner d'abord, après chaque variation du courant magnétisant, une certaine intensité au courant alternatif qui produit le champ auxiliaire, puis réduire progressivement jusqu'à 0 cette intensité. Il y a à ce sujet deux sortes d'indications à donner :

1° Comment varie l'indication du magnétomètre quand on réduit ainsi progressivement l'amplitude du champ alternatif? Cherchons d'abord à nous en rendre compte : le champ résultant est un champ alternatif symétrique par rapport à la valeur du champ magnétisant H ; l'aimantation, qui suit parfaitement les variations du champ de cet ordre de fréquence (70 à 80), décrit des cycles rapides. La courbe d'aimantation qu'on obtient une fois l'hystérésis réduite est constamment concave vers l'axe des H ; il en résulte que la valeur moyenne de l'aimantation correspondant à ces cycles est inférieure à la valeur réelle correspondant au champ H (cette moyenne est évidemment très complexe, les différentes parties du cycle étant parcourues avec des vitesses différentes) ; donc, quand on réduit l'amplitude du champ alternatif, l'indication du magnétomètre doit tendre vers une valeur limite maximum. C'est bien ce qu'indique l'expérience. Par exemple, la courbe de la *fig.* 1 représente les indications observées au magnétomètre lorsqu'un ressort pour chronomètre, non trempé, est soumis à l'action d'un champ magnétisant $H = 8^{\text{gauss}},5$ et qu'on superpose à ce champ un champ alternatif produit par un courant dont l'intensité efficace est portée en abscisses en ampères ; si $i$ désigne l'intensité du courant alternatif en ampères, le champ correspondant est $\frac{4\pi n_1 i}{10} = 13,47 . i$, c'est-à-dire que, si on admet pour le courant une variation sinusoïdale, à une intensité efficace de 1 ampère correspond une amplitude du champ alternatif égale à $\pm 19$ gauss. L'amplitude nécessaire pour obtenir

la réduction complète de l'hystérésis est d'ailleurs plus faible que les plus grandes amplitudes réalisées dans l'expérience actuelle ; elle correspond, pour cet échantillon, à une intensité efficace de $1^{amp},3$, c'est-à-dire au point P de la courbe, point pour lequel la valeur moyenne de l'aimantation est déjà notablement différente de la valeur limite obtenue en faisant décroître jusqu'à 0 l'amplitude du champ alternatif.

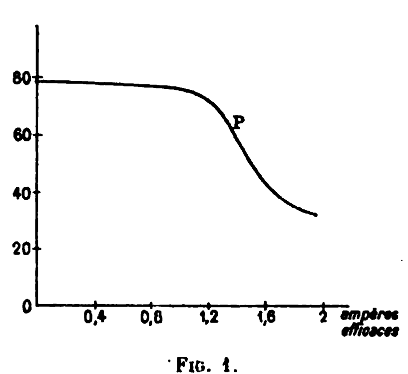



Fig. 1.

2° Quelle est la valeur de l'amplitude maximum du champ alternatif nécessaire pour que la réduction de l'hystérésis soit complète? Cette valeur dépend de la nature du noyau magnétique, elle est le plus faible pour le fer doux, doit être plus grande pour le fer dur ou l'acier, enfin plus grande encore pour l'acier trempé. D'ailleurs, aux fréquences employées et pour ces substances ferromagnétiques, la localisation superficielle du champ alternatif, sans être très intense, est cependant assez accusée, et, pour que l'amplitude nécessaire soit atteinte jusqu'au centre de la tige, il faut donner au courant alternatif une intensité d'autant plus grande que la tige est plus épaisse. Voici quelques exemples de l'intensité efficace nécessaire ; on en déduirait l'amplitude du champ d'après l'indication déjà donnée qu'un courant sinusoïdal de 1 ampère efficace donnerait un champ alternatif d'amplitude $\pm$ 19 gauss : fil de fer très doux de $\frac{1}{2}$ millimètre de diamètre, $0^{amp},65$ ; ressort pour chronomètre, non trempé, de $\frac{1}{10}$ de millimètre d'épaisseur et $\frac{3}{10}$ de millimètre de largeur, $1^{amp},3$ ; tige d'acier de $\frac{7}{10}$ de millimètre, $1^{amp},45$ ; ressort pour chro-

nomètre trempé dur, avec 2$^{amp}$,1 la réduction de l'hystérésis est encore incomplète.

On peut, en utilisant dans les conditions indiquées un champ alternatif d'amplitude inférieure à l'amplitude nécessaire à la réduction complète, observer la réduction relative, qui est naturellement

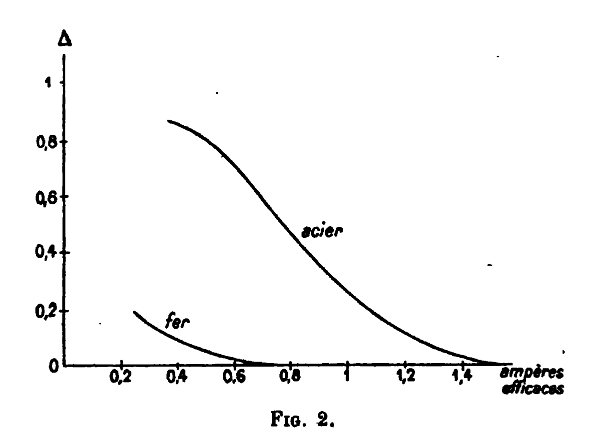


Fig. 2.

d'autant plus forte que l'amplitude réalisée est plus grande ; la *fig.* 2 donne deux exemples de cette réduction partielle, pour la tige de fer de $\frac{1}{2}$ millimètre et la tige d'acier de $\frac{7}{10}$ de millimètre ; les abscisses représentent l'intensité maximum du courant alternatif, réduite ensuite à 0 ; les ordonnées Δ sont obtenues ainsi : l'échantillon est aimanté (par un champ d'environ + 43 gauss, qu'on réduit progressivement à 0) ; son aimantation rémanente est mesurée par une indication δ du magnétomètre ; on fait agir le champ alternatif d'amplitude décroissante ; l'aimantation rémanente est partiellement détruite, et l'indication devient δ' ; on fait ensuite les mêmes expériences, mais avec une aimantation en sens inverse ; les indications correspondantes sont $\delta_1$ et $\delta'_1$ (comptées, comme les précédentes, à partir de l'extrémité de l'échelle) ; l'aimantation rémanente primitive est mesurée par $\delta - \delta_1$ et celle qui subsiste par $\delta' - \delta'_1$ ; les ordonnées sont les valeurs de $\Delta = \frac{\delta' - \delta'_1}{\delta - \delta_1}$.

En résumé, ce procédé de réduction de l'hystérésis est d'un emploi très commode, puisque, en disposant d'une bobine auxiliaire à nombre de spires suffisant, on peut obtenir une courbe unique en

utilisant un courant alternatif peu intense, pour le fer et l'acier, même quand les échantillons sont assez épais. Les courbes A des *fig.* 3 à 7 ont été obtenues par ce procédé.

*Action d'un courant alternatif d'intensité décroissante parcourant le noyau magnétique.* — Là encore il faut, pour obtenir des résultats corrects, donner à ce courant, après chaque variation du champ magnétisant, d'abord une intensité supérieure à une certaine valeur dépendant de l'échantillon étudié, puis faire décroître cette intensité jusqu'à 0. Le champ magnétique auxiliaire est transversal ; il diminue l'action du champ magnétisant longitudinal ; aussi, comme dans le cas précédent, l'indication du magnétomètre croît pendant que décroît l'intensité du courant alternatif. Par exemple, pour un fil de fer de $\frac{1}{2}$ millimètre de diamètre, la déviation du magnétomètre est 48,5 quand le courant alternatif a une intensité efficace de $1^{amp},9$, nécessaire pour que la réduction de l'hystérésis soit complète ; elle devient 70 quand on a réduit à 0 cette intensité.

Pour l'application de ce procédé de réduction, les échantillons, assez épais pour être rigides, étaient placés dans un tube de verre dont la partie inférieure était occupée par une tige de laiton à section bien droite ; la tige magnétique reposait par une extrémité sur le laiton, cette extrémité étant celle qui agissait sur le magnétomètre ; les communications étaient établies, d'une part, par le haut, à l'autre extrémité de la tige magnétique, d'autre part, par le bas, à l'extrémité de la tige de laiton ; le contact de ces deux tiges fermait le circuit, et l'extrémité utile de la tige magnétique n'était ainsi pas altérée par l'établissement des communications. Les échantillons plus minces étaient repliés à l'extrémité d'un tube de verre ; cette partie repliée était l'extrémité agissante, et les communications étaient établies par le haut, aux deux extrémités de l'échantillon.

Je n'ai obtenu des courbes uniques, c'est-à-dire une réduction complète, par ce procédé, que pour des échantillons de fer ; par exemple, pour un fil de fer assez doux de $0^{mm},22$ de diamètre, la réduction de l'hystérésis n'était complète qu'à partir d'une intensité efficace de $1^{amp},7$ ; pour un fil de fer de $0^{mm},5$, à partir de $1^{amp},9$ ; la réduction n'était pas tout à fait complète avec $2^{amp},7$ pour un fil d'acier non trempé, et encore moins pour des échantillons d'acier trempé.

Il est facile de s'expliquer qu'il faille un courant assez intense

pour obtenir ainsi la réduction de l'hystérésis : ce qui importe pour que cette réduction soit opérée en un certain point du noyau est que l'amplitude du champ magnétique transversal atteigne en ce point une intensité suffisante ; or, en un point d'un noyau cylindrique, le champ transversal est dû seulement au courant traversant le cercle qui a pour rayon la distance $a$ de ce point à l'axe, ce courant agissant comme s'il était concentré sur l'axe. Si la densité du courant est uniforme dans toute la section et égale à $i$, ce champ transversal est $2\pi ai$ ; il est donc très faible au voisinage de l'axe ; dans le cas d'un courant alternatif, cette variation est encore accentuée par la localisation superficielle du courant ; il faudra donc que ce courant soit intense pour que l'hystérésis soit réduite jusqu'en des points voisins de l'axe.

Ce procédé est donc d'une application moins facile que le précédent ; il faut remarquer aussi que, pour les échantillons minces, un courant trop fort pourrait modifier leurs propriétés magnétiques, à cause de l'échauffement produit. Les courbes B des *fig.* 4 et 7 ont été obtenues par ce procédé.

*Action d'un champ magnétique oscillant de même direction que le champ magnétisant.* — La recherche de détecteurs des ondes électromagnétiques a conduit M. Rutherford à étudier l'action désaimantante, signalée déjà par lord Rayleigh, des oscillations électriques sur des aimants permanents. M. Marconi et M. Tissot [1] ont augmenté la sensibilité de cette méthode en plaçant dans un champ magnétique variable le noyau magnétique sur lequel agissent les oscillations électriques. M. Tissot a pensé que c'était l'hystérésis magnétique qui était affectée par l'action des oscillations. Étudiant ce phénomène à un autre point de vue, j'ai montré que la suppression de l'hystérésis pouvait même être complète, à condition d'employer des noyaux minces dans lesquels le champ oscillant, qui tend à se localiser à la surface, puisse pénétrer jusqu'à la partie centrale avec une intensité suffisante.

Avec la disposition décrite ci-dessus, on peut soumettre le noyau magnétique étudié au champ magnétisant produit par le courant continu, et, en même temps, à un champ magnétique oscillant. Je suppose-

---

[1] Rutherford, *Phil. Trans.*, t. CLXXXIX, p. 1 ; 1897 ; — Marconi, *Proc. Roy. Soc. London*, t. LXX, p. 341 ; 1902 ; — C. Tissot, *Soc. fr. de Physique*, 20 février 1903, ou *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 342 ; 1903 ; — *Soc. fr. de Physique*, 15 janvier 1904.

rai dans tout ce qui suivra que la bobine de Ruhmkorff est alimentée par un courant alternatif (fréquence 70 à 80), de manière que les phénomènes produits dans le secondaire soient les mêmes dans les deux sens; quand la bobine est alimentée par un courant intermittent obtenu avec les interrupteurs ordinaires, cette symétrie n'existe pas, et il se produit des phénomènes complexes sur lesquels il est inutile d'insister ici.

Le mode d'action du champ oscillant présente des particularités analogues à celles signalées pour les actions précédentes : Pour que la réduction de l'hystérésis soit complète, il faut donner à la distance des deux pôles de l'interrupteur à étincelle intercalé sur le circuit parcouru par les oscillations une certaine valeur (quelques dixièmes de millimètre pour le fer, davantage pour l'acier), ce qui correspond à une certaine amplitude initiale de chaque groupe d'oscillations. Lorsqu'on donne à la distance explosive une valeur plus faible, la réduction de l'hystérésis est incomplète et la réduction relative est d'autant plus faible que la distance explosive est plus petite (1). Si, maintenant fixe le champ magnétisant, on donne d'abord à la distance explosive une valeur assez grande pour réduire l'hystérésis, puis qu'on diminue progressivement cette distance jusqu'à 0 (au moyen d'une vis micrométrique), l'indication du magnétomètre augmente et prend une valeur bien déterminée; cette variation de l'indication du magnétomètre est d'ailleurs plus faible que pour les actions précédentes; et, en effet, à cause de l'intermittence des décharges et de leur amortissement, le temps pendant lequel l'amplitude du champ oscillant est voisine de son maximum est une faible fraction du temps total; l'indication du magnétomètre, qui correspond à une moyenne, doit donc être peu différente de l'indication limite.

Au moment où on a réduit à 0 la distance explosive, il existe dans le circuit parcouru d'abord par le courant oscillant un courant alternatif (celui du secondaire de la bobine de Ruhmkorff formant alors circuit fermé); j'ai constaté que, lorsqu'on supprime ce courant, en supprimant le primaire, l'indication du magnétomètre ne change pas du tout. Cela était d'ailleurs à prévoir : ce courant alternatif a la

(1) M. Tissot a constaté (*Soc. fr. de Physique*, 15 janvier 1904) que les détecteurs magnétiques sont sensibles à l'intensité maxima : cela s'accorde bien avec les observations que je viens de rapporter; on peut ajouter qu'à partir de l'intensité maxima correspondant à la réduction complète de l'hystérésis la sensibilité des détecteurs doit rester constante; mais il est probable que l'intensité n'atteint pas ces valeurs dans les expériences de télégraphie sans fil.

même fréquence que le primaire et une intensité très faible; lorsqu'on le fait agir sur un noyau magnétique dont l'aimantation actuelle correspond à une hystérésis considérable, il ne provoque qu'une modification insignifiante de l'aimantation; il est donc naturel qu'il n'ait aucune action sensible, quand cette action est consécutive à l'action énergique du champ oscillant.

La réduction de l'hystérésis par ce procédé, comme d'ailleurs par tous, est le plus facile pour le fer doux ; la distance explosive doit être plus grande pour l'acier, surtout trempé, à épaisseur égale. L'épaisseur des échantillons a en effet ici une grande influence, la localisation superficielle du champ oscillant étant très accentuée à cette fréquence (environ $10^6$) ; c'est ainsi qu'il m'a été impossible d'obtenir par ce procédé la réduction complète de l'hystérésis pour une tige de bon fer doux de $1^{mm},5$ de diamètre.

En résumé, ce procédé de réduction est très énergique, mais ne s'applique qu'à des échantillons minces; j'ai, en l'appliquant, obtenu la réduction complète de l'hystérésis pour de nombreux échantillons: fil de fer de $0^{mm},22$, fil d'acier de $0^{mm},3$, ressorts pour chronomètre de $0^{mm},1$ d'épaisseur et $0^{mm},2$ à $0^{mm},3$ de largeur non trempés ou trempés (à l'huile ou à l'eau), fer électrolytique, etc. Les courbes des *fig.* 3 à 6 ont été obtenues ainsi.

*Action d'un courant oscillant parcourant le noyau magnétique.* — Le dispositif producteur du courant oscillant est le même que pour les expériences précédentes, et la fréquence un peu plus grande, à cause de la composition différente du circuit parcouru par les oscillations ; le noyau était intercalé dans ce circuit comme il a été dit à propos de l'action d'un courant alternatif.

L'application du procédé conduit d'ailleurs aux mêmes remarques que pour le précédent: Il faut, pour un échantillon donné, une certaine distance explosive pour obtenir la réduction complète de l'hystérésis ; cette distance doit être plus grande pour l'acier, surtout trempé, que pour le fer; elle doit aussi être d'autant plus grande que le noyau est plus épais. Si on fait agir constamment le courant oscillant, l'indication du magnétomètre obtenue pour une valeur déterminée du champ magnétisant correspond seulement à une moyenne, à cause de l'action du champ magnétique transversal oscillant dû au passage du courant oscillant dans le noyau; il faut, pour avoir une indication bien déterminée, faire décroître progressivement la distance explosive, à partir d'une valeur suffisante, jus-

qu'à 0. Le courant alternatif secondaire qui subsiste alors n'a, comme dans le cas précédent, aucune influence.

J'ai obtenu par ce procédé la réduction complète de l'hystérésis pour les mêmes échantillons que par le précédent.

*Actions mécaniques.* — C'est un fait bien connu que les actions mécaniques, les vibrations par choc ou par traction, réduisent l'hystérésis magnétique ; les expériences à ce sujet sont faciles lorsqu'on les fait porter sur l'aimantation rémanente. Les expériences précises dans lesquelles on suit l'action d'un champ magnétique croissant ou décroissant en favorisant son action par des vibrations sont plus délicates, parce que le noyau magnétique, placé à l'intérieur d'une longue bobine, est moins accessible, et qu'il faut lui redonner, dans toute la série d'expériences, une même position par rapport aux appareils de mesure. Aussi, malgré je dirais presque la banalité du sujet, on trouve peu d'observations de ce genre. M. Warburg, dans le mémoire même où il étudiait, pour la première fois, l'hystérésis magnétique, montra que les courbes ascendante et descendante sont plus rapprochées quand on favorise l'action du champ par des secousses (1) ; mais la réduction de l'hystérésis était incomplète. MM. Franklin et Clarke n'ont pas pu réduire complètement par des vibrations longitudinales l'hystérésis de la tige de fer pour laquelle ils avaient obtenu ce résultat par l'action d'un champ alternatif (*loc. cit.*). Je n'ai trouvé que dans les travaux de M. Ewing (2) l'indication d'une courbe d'aimantation à peu près réversible obtenue par des actions mécaniques.

Pour moi, j'ai fait à ce sujet un grand nombre d'essais par différents procédés ; celui qui m'a donné les meilleurs résultats est le suivant : la tige étudiée, assez grosse pour être bien rigide, est placée dans un tube de verre ou de laiton sur le fond duquel elle repose ; après chaque variation du champ magnétisant, la tige est tirée vers le haut et projetée vivement contre le fond du tube. J'ai pu obtenir ainsi la réduction à peu près complète de l'hystérésis pour deux tiges de fer doux de $1^{mm},5$ et $2^{mm},4$ de diamètre et environ 70 centimètres de longueur ; pour ces deux tiges, les courbes ainsi obtenues à champ croissant et décroissant sont tout à fait confondues pour les valeurs du champ supérieures à 15 ou 18 gauss et ne laissent

(1) E. Warburg, *Wied. Ann.*, t. XIII, p. 141 ; 1880.
(2) *Loc. cit.*, et *Magnetic Induction in Iron*, p. 113.

entre elles, pour les valeurs plus faibles, qu'un très petit intervalle. Pour tous les autres échantillons de fers ou d'aciers, les actions mécaniques n'ont produit qu'une réduction incomplète de l'hystérésis.

*Comparaison des résultats obtenus par les différents procédés.* — Ayant, par l'étude particulière de ces procédés de réduction de l'hystérésis, déterminé les conditions dans lesquelles ils conduisent à une réduction complète, j'ai effectué des expériences de comparaison en appliquant successivement les différents procédés à un même échantillon laissé pendant toutes les expériences dans une position fixe par rapport à la bobine magnétisante et au magnétomètre.

Pour chaque noyau magnétique étudié ainsi, on déterminait d'abord la courbe d'aimantation hystérétique ordinaire, puis, dans un ordre quelconque, les courbes obtenues par l'action auxiliaire d'un champ alternatif décroissant (je l'appellerai la courbe A), par celle d'un courant alternatif décroissant parcourant le noyau (B), d'un champ oscillant d'amplitude initiale décroissante (C), d'un courant oscillant d'amplitude initiale décroissante parcourant le noyau (D); puis la courbe ordinaire était déterminée de nouveau, pour qu'on pût constater que les propriétés magnétiques du noyau n'avaient pas été modifiées par ces traitements.

Les procédés utilisant les actions oscillantes ne donnaient qu'une réduction très incomplète pour les deux tiges pour lesquelles a réussi l'action des chocs, à cause de l'épaisseur trop grande de ces tiges; j'ai donc étudié ces deux tiges en déterminant pour chacune d'elles la courbe ordinaire, les courbes A et B et la courbe obtenue par l'action des chocs.

Le *résultat général* important est que les courbes réversibles obtenues par les différents procédés pour un même noyau magnétique ne coïncident pas; elles ont le même aspect, montent rapidement à partir de l'origine et n'ont pas de point d'inflexion, mais sont nettement différentes (*fig.* 3 à 7, dont j'indiquerai plus loin le détail); il est à remarquer qu'elles s'échelonnent dans le même ordre pour tous les échantillons étudiés : la plus élevée est C (champ oscillant), peu au-dessous est D (courant oscillant), puis B (courant alternatif) et enfin A (champ alternatif). J'ai vérifié ce fait de plusieurs façons : en déterminant plusieurs fois chaque courbe et entremêlant l'application des différents procédés; ou encore en maintenant constante une valeur donnée du champ magnétisant et en appliquant succes-

sivement les différents procédés de réduction, dans un ordre quelconque : on retrouve les mêmes valeurs que celles obtenues en déterminant les courbes.

Ces dernières expériences montrent que si, ayant fait agir un des procédés de réduction et obtenu la valeur correspondante de l'aimantation, on fait agir un autre procédé, sans modifier le champ magnétisant, on obtient la valeur qui correspond à ce deuxième procédé, et cela quel que soit l'ordre des expériences ; si l'on passe de C à A, l'aimantation décroît ; de A à C, elle croît. Ainsi l'état magnétique auquel est amené un noyau magnétique, pour un champ magnétisant donné, par l'application de l'un quelconque des procédés de réduction de l'hystérésis, est bien déterminé, quel que soit l'état magnétique initial.

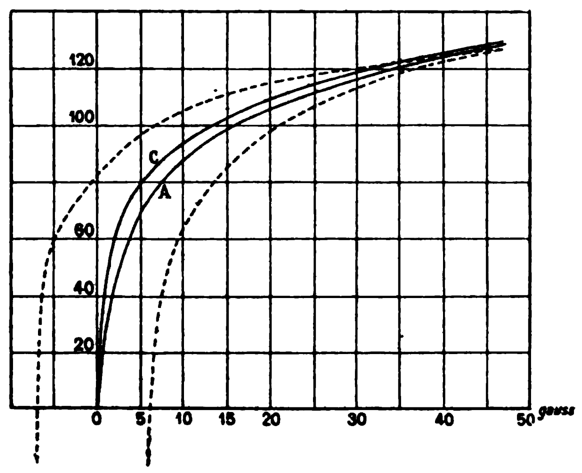



Fig. 3. — Fil de fer.

La *fig.* 3 représente les courbes obtenues avec un fil de fer de $0^{mm},22$ de diamètre, pour lequel j'ai obtenu les courbes A, B, C, D bien réversibles ; on a figuré seulement, avec la courbe hystérétique ordinaire, les courbes extrêmes A et C ; les deux autres sont comprises entre elles ; voici, par exemple, pour la valeur $4^{gauss},77$ du champ magnétisant, les déviations du magnétomètre correspondant aux quatre procédés :

| A | B | C | D |
|---|---|---|---|
| 68,6 | 72,2 | 78 | 75,5 |

Dans les différentes figures, les ordonnées sont en unités arbitraires et représentent les déviations du magnétomètre ; mais les abscisses représentent les valeurs en gauss du champ magnétisant.

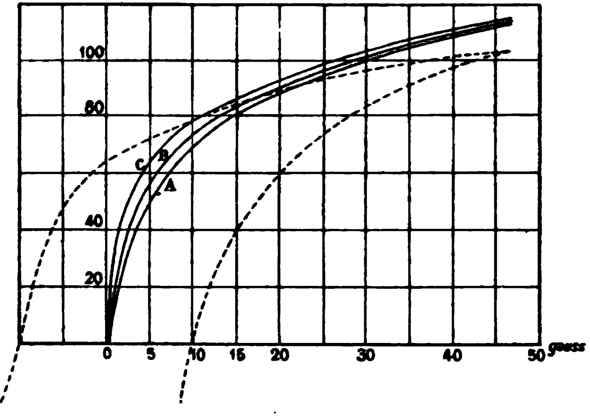



Fig. 4. — Fil d'acier.

La *fig.* 4 se rapporte à un fil d'acier de $0^{mm},3$; on a représenté les courbes A, B, C ; B a donné en réalité à champ croissant et décroissant deux courbes légèrement différentes, mais qui seraient à très peu près confondues sur le graphique ; D, qui était bien réversible, est très peu au-dessous de C ; voici les déviations du magnétomètre correspondant à $2^{gauss},6$ :

| A | B | C | D |
|---|---|---|---|
| 33,2 | 44 | 51,6 | 51 |

Les courbes de la *fig.* 5 se rapportent à un ressort pour chronomètre, trempé à l'huile, de $0^{mm},1$ d'épaisseur ; on n'a figuré que A et C ; D, bien réversible, est un peu au-dessous de C, comme l'indique l'exemple numérique suivant. L'action d'un courant alternatif parcourant le ressort n'a pas réduit complètement l'hystérésis. Valeurs de la déviation pour un champ de $4^{gauss},8$ :

| A | C | D |
|---|---|---|
| 33,8 | 45 | 43,4 |

Enfin les courbes de la *fig.* 6 se rapportent à un dépôt électrolytique de fer effectué sur une tige de laiton (bain, 20 grammes d'oxalate double de fer et d'ammonium et 8 grammes d'oxalate d'ammo-

nium par litre) ; l'action d'un courant alternatif n'a pas non plus

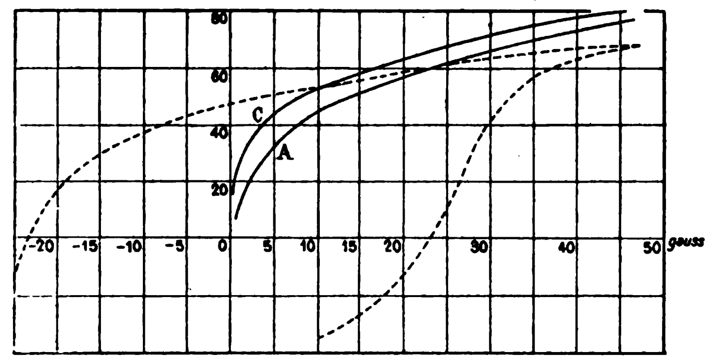



Fig. 5. — Ressort pour chronomètre, trempé.

réduit complètement l'hystérésis ; mais les courbes A, C, D sont bien réversibles ; on a représenté seulement encore les courbes extrêmes

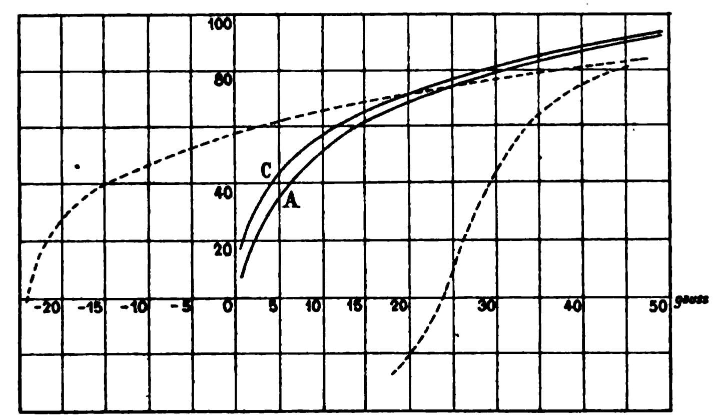



Fig. 6. — Fer électrolytique.

A et C, pour ne pas compliquer la figure, et voici un exemple des déviations, pour un champ de $2^{\text{gauss}},6$ :

| A | C | D |
|---|---|---|
| 27 | 35 | 33 |

Ces figures suffisent à donner l'aspect des résultats, et je ne reproduirai pas les résultats obtenus dans plusieurs autres expériences de comparaison. On peut remarquer que les différences entre les

courbes s'atténuent, comme il est naturel, à mesure que le noyau approche de la saturation magnétique.

*Comparaison de la réduction par les actions mécaniques et électromagnétiques.* — J'ai dit plus haut que je n'avais obtenu la réduction à peu près complète de l'hystérésis par les actions mécaniques que pour deux tiges de fer doux de $1^{mm},5$ et $2^{mm},4$ de diamètre. L'épaisseur de ces tiges rendait très incomplète la réduction par les actions oscillantes, mais j'ai pu obtenir pour chaque tige les courbes A et B bien réversibles. Comme pour les fils de fer dont il a été parlé plus haut, B est, pour les deux tiges, un peu au-dessus de A, et cette différence a été contrôlée en appliquant successivement, pour un même champ magnétisant, les deux procédés; d'ailleurs, pour les deux tiges, la courbe A coïncide avec la courbe obtenue par action mécanique sur la partie réversible de celle-ci et s'intercale exactement entre les deux branches très rapprochées de cette courbe pour les valeurs plus faibles du champ. On peut donc dire que, pour ces deux tiges, la réduction de l'hystérésis par l'action d'un champ alternatif décroissant ou par les actions mécaniques conduisent aux mêmes valeurs limites de l'aimantation; mais il reste vrai, pour ces tiges comme pour tous les échantillons étudiés, que tous les procédés de réduction de l'hystérésis ne conduisent pas aux mêmes valeurs limites.

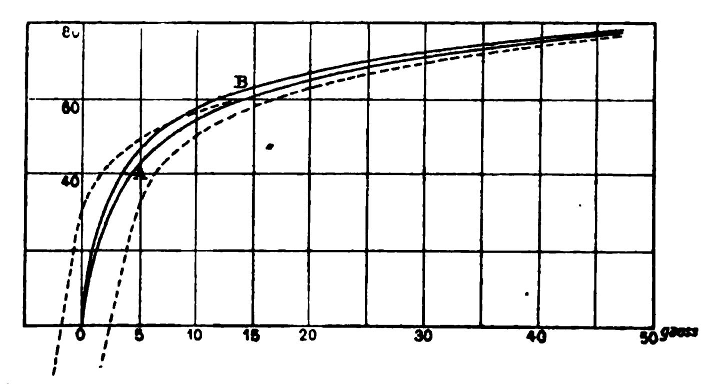



Fig. 7. — Tige de fer doux.

La *fig.* 7 représente pour la tige de $1^{mm},5$ la courbe hystérétique ordinaire, montrant, par la faiblesse du champ coercitif, qu'il s'agissait d'un bon fer doux, et les courbes A et B; quant à la

courbe correspondant aux actions mécaniques, elle serait sur le graphique confondue avec A, comme on pourra en juger par les nombres suivants, donnant, pour les mêmes valeurs du champ magnétisant H, les déviations du magnétomètre correspondant aux courbes A et B, et aux courbes obtenues à champ croissant et décroissant par l'action des chocs.

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| H (en gauss) | | 2,6 | 4,8 | 7,8 | 13,8 | 32,4 | 48 |
| A | | 33,4 | 44,5 | 53 | 60,4 | 71,8 | 78 |
| B | | 36,6 | 47,4 | 55,8 | 62 | 73 | 79,2 |
| Chocs | champ croissant | 32,6 | 43,3 | 52 | 60,1 | 71,6 | 78 |
| | » décroissant | 34,6 | 45,8 | 53,4 | 60,8 | | |

Pour l'autre tige, les résultats sont tout à fait analogues à ceux-ci.

*Comparaison de l'aimantation obtenue en préparant des dépôts électrolytiques de fer dans un champ magnétique et en réduisant par les procédés précédents l'hystérésis du fer électrolytique.* — Lorsqu'on prépare un dépôt électrolytique de fer dans un champ magnétique uniforme, le dépôt obtenu a une aimantation d'autant plus forte que le champ est plus intense ([1]), et la courbe qui représente l'aimantation ainsi réalisée en fonction du champ a la même forme que celles des *fig.* 3 à 7. En particulier les courbes de la *fig.* 6 correspondent à du fer électrolytique préparé exactement dans les mêmes conditions que ceux étudiés dans le travail que je viens de citer. Si, pour comparer ces courbes, dans lesquelles l'aimantation est mesurée en unités arbitraires, on fait coïncider deux points de la courbe des dépôts avec les deux points correspondant aux mêmes valeurs du champ pour une des courbes A, C, D, on obtient une bonne coïncidence, mais aussi bien avec l'une qu'avec l'autre de ces courbes qui, en somme, diffèrent peu. Tout ce qu'on peut donc dire, c'est que la courbe d'aimantation des dépôts est tout à fait analogue aux courbes obtenues en réduisant l'hystérésis d'un dépôt une fois formé. Il faudrait, pour pousser plus loin la comparaison, effectuer des expériences où l'aimantation serait mesurée en valeur absolue, qu'il est très difficile de faire avec précision dans le cas des dépôts obtenus dans un champ magnétique.

On peut résumer les résultats obtenus dans ce travail en disant : *les courbes d'aimantation réversibles obtenues en supprimant par*

---

([1]) *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 123; 1901.

*différents procédés ce qu'on appelle l'hystérésis magnetique ont la même allure et sont peu différentes, mais sont certainement différentes; elles s'échelonnent dans le même ordre pour les échantillons de fer et d'acier étudiés ; pour le fer doux, l'action des chocs paraît la même que celle d'un champ magnétique alternatif décroissant, c'est-à-dire de celui des procédés électromagnétiques de réduction qui donne les courbes les plus basses.*

Ces résultats semblent nécessiter une grande complexité des phénomènes qu'on rassemble habituellement sous le nom de phénomènes d'hystérésis magnétique. Si, comme le pense M. Ewing, l'hystérésis magnétique provenait seulement des actions *magnétiques* réciproques des aimants particulaires, il est vraisemblable que les différents procédés de réduction de l'hystérésis donneraient le même résultat. Une partie importante des phénomènes d'hystérésis magnétique provient sans doute de ces actions magnétiques réciproques; mais il est probable qu'une partie dépend des actions d'ordre non magnétique, qui causent une hystérésis plus ou moins sensible dans les effets de presque toutes les actions physiques sur les corps solides.

On doit en conclure aussi que la possibilité d'une définition expérimentale d'une courbe normale d'aimantation devient fort douteuse, au moins pour les substances ferromagnétiques ordinaires.

---

## DU ROLE DES CORPUSCULES DANS LA FORMATION DE LA COLONNE ANODIQUE. LOI GÉNÉRALE DE LA MAGNÉTOFRICTION;

Par M. H. PELLAT (1).

### I

Il existe une différence d'aspect très grande entre la gaine cathodique et la colonne anodique des tubes de Geissler; parfois même, comme dans le cas de l'azote, la couleur n'est pas la même. On s'accorde pour considérer la gaine cathodique comme due à la luminescence provoquée par le choc sur le gaz des corpuscules s'échappant de la cathode; aussi, peut-être par raison de symétrie, a-t-on

(1) Communication faite à la Société française de Physique. Séance du 4 mars 1904.

pensé que la colonne anodique était due à la luminescence provoquée par le choc sur le gaz des ions positifs, d'autant plus que cette colonne a l'air de s'échapper de l'anode. Pourtant J.-J. Thomson, dans son explication des stries(1), a considéré la colonne anodique, elle aussi, comme due au choc des corpuscules, la luminescence accompagnant l'ionisation qui en résulterait.

On peut trancher cette question par l'expérience. Si l'on place un tube de Geissler, de forme cylindrique, perpendiculairement aux lignes de force d'un champ magnétique assez peu intense pour que les phénomènes de magnétofriction (2) soient insensibles, il se produit le phénomène bien connu de la déviation du faisceau anodique. La forme de ce faisceau dévié permet de décider si la luminescence du gaz suit la trajectoire que la théorie assigne à la marche des corpuscules ou à celle des ions positifs, ou encore participe de l'une ou de l'autre.

Supposons, en effet, que le champ magnétique soit uniforme entre deux plans AA et BB (*fig.* 1, 2 et 3) normaux à l'axe du tube, et soit nul en dehors de ceux-ci, les lignes de force de ce champ étant horizontales et perpendiculaires aux lignes de force du champ électrique, qui sont parallèles à l'axe du tube. Dans ces conditions, les lois de l'électromagnétisme permettent de voir qu'une particule électrisée, supposée seule, décrira, dans la partie commune aux deux champs, une cycloïde dont le cercle générateur roule, dans un plan passant par la direction des lignes de force du champ électrique perpendiculairement au champ magnétique (plan de la figure), sur une perpendiculaire aux lignes de force de l'un et l'autre champ (verticale dans le cas de la figure), jusqu'à ce qu'elle rencontre la paroi du tube le long de laquelle elle glissera sous l'influence du champ électrique, ou jusqu'à ce qu'elle sorte de l'intervalle AA, BB(3).

---

(1) J.-J. Thomson, *Phil. Mag.*, 5e série, L, p. 282 ; 1900.

(2) H. Pellat, *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 241 ; 1903.

(3) Voici ce calcul tel que je l'avais fait avant de savoir qu'il avait déjà été indiqué auparavant par J.-J. Thomson pour un tout autre objet.

En assimilant un courant à une file de particules de même charge $e$ se suivant avec une vitesse commune $v$, les lois de l'électromagnétisme conduisent aisément à voir qu'une de ces particules, en se déplaçant perpendiculairement aux lignes de force d'un champ magnétique d'intensité H, est soumise à une force normale au plan déterminé par la direction de son déplacement et par celle du champ, dirigée à la gauche d'un observateur regardant dans le sens de ce champ et tel que le déplacement aille de ses pieds à sa tête, si la charge est positive, vers la droite de cet observateur, si la charge est négative, l'intensité de cette force étant donnée par $f = evH$.

Soient OX et OY deux axes de coordonnées rectangulaires, le premier dans la

Le rayon du cercle générateur de la cycloïde est donné par $\frac{M\varphi}{eH^2}$, où M est la masse de la particule électrisée, $e$ sa charge électrique,

---

direction et le sens du champ électrique, le second perpendiculaire à la fois aux lignes de force des deux champs. Désignons par $x$ et $y$ les coordonnées au temps $t$ d'un point électrisé de masse M et de charge électrique $e$ animé d'une vitesse dans le plan XOY. D'après ce qui vient d'être exposé, ce point est soumis de la part du champ magnétique, supposé dans le sens d'avant en arrière, à une force dont les composantes suivant OX et OY sont respectivement

$$-eH\frac{dy}{dt} \qquad \text{et} \qquad eH\frac{dx}{dt};$$

en y joignant la force $e\varphi$ due au champ électrique d'intensité $\varphi$, dirigée parallèlement à OX, on obtient pour les équations du mouvement les deux relations

$$(1) \qquad M\frac{d^2x}{dt^2} = e\varphi - eH\frac{dy}{dt}, \qquad M\frac{d^2y}{dt^2} = eH\frac{dx}{dt}$$

ou, en posant, pour abréger l'écriture :

$$(2) \qquad a = \frac{e}{M},$$

$$(3) \qquad \frac{d^2x}{dt^2} = a\varphi - aH\frac{dy}{dt}, \qquad \frac{d^2y}{dt^2} = aH\frac{dx}{dt},$$

$e$ et $a$ étant positifs si le point est électrisé positivement, négatifs dans le cas contraire. De ces deux relations on déduit :

$$(4) \qquad \frac{d^3x}{dt^3} + a^2H^2\frac{dx}{dt} = 0.$$

Cette équation a pour intégrale générale :

$$(5) \qquad x = A\sin(aHt + \alpha) + B,$$

où A, B et $\alpha$ sont trois constantes d'intégration. On tire de (5) et de la première des relations (3) :

$$(6) \qquad \frac{dy}{dt} = \frac{\varphi}{H} + AaH\sin(aHt + \alpha)$$

qui donne par l'intégration :

$$(7) \qquad y = \frac{\varphi}{H}t - A\cos(aHt + \alpha) + C,$$

où C est une nouvelle constante d'intégration. Les relations (5) et (7) sont en termes finis les équations du mouvement du point électrisé.

Si nous posons :

$$(8) \qquad \frac{3\pi}{2} + \omega = aHt + \alpha$$

et si nous déplaçons parallèlement à eux-mêmes les axes de coordonnées OX et OY de façon à donner des valeurs convenables aux termes constants dans les deux relations, celles-ci deviennent :

$$(9) \qquad x = A(1 - \cos\omega), \qquad y = \frac{\varphi}{aH^2}\omega - A\sin\omega.$$

On reconnait là les équations d'une cycloïde déformée engendrée par un point

$\varphi$ et H les intensités du champ électrique et du champ magnétique. Or, suivant que nous considérons un corpuscule négatif ou un ion positif, le quotient $\frac{M}{e}$ est extrêmement différent, étant au moins 2 000 fois plus grand dans le second cas que dans le premier ; ce qui fait que la trajectoire est toute différente.

Prenons, par exemple, les données d'une de mes expériences sur un tube à hydrogène : champ électrique $\varphi = 2,7 \times 10^9$ unités électromagnétiques C. G. S., champ magnétique $H = 394$ C. G. S. Le quotient $\frac{M}{e}$ pour un corpuscule étant, d'après les expériences de J.-J. Thomson, égal à $1,04 \times 10^{-7}$, le rayon du cercle générateur de la cycloïde a pour valeur $0^{cm},0018$, c'est-à-dire 2 centièmes de millimètre environ. La trajectoire se confond donc sensiblement avec la droite sur laquelle roule le cercle, qui est une perpendiculaire à l'axe du tube.

Au contraire, supposons un ion positif d'hydrogène. Même s'il n'entraîne avec lui que sa propre masse, celle-ci étant 2 000 fois celle du corpuscule, le rayon du cercle générateur de la cycloïde est

---

du plan d'un cercle de rayon $\frac{\varphi}{aH^2}$ roulant sur une parallèle à OY. En nous donnant la vitesse V du point électrisé, quand celle-ci est parallèle au champ électrique, nous pouvons exprimer A. En effet, on tire alors de (9) en tenant compte de (8) :

$$(10) \qquad V = AaH \sin \omega_0, \qquad 0 = \frac{\varphi}{H} - AaH \cos \omega_0,$$

d'où :

$$(11) \qquad A^2a^2H^2 = V^2 + \frac{\varphi^2}{H^2} \qquad \text{ou} \qquad A = \frac{\sqrt{\varphi^2 + V^2H^2}}{aH^2}.$$

Pour l'étude que j'ai en vue, le point électrisé étant un ion positif ou négatif se déplaçant dans un tube où la pression reste supérieure à un dixième de millimètre de mercure, la vitesse V est, d'après les travaux de M. Langevin (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. XXVIII, p. 433 ; 1903), de l'ordre de $10^{-6}\varphi$. Même avec des champs magnétiques de 400 unités C. G. S., qui sont les plus intenses que j'ai employés, le produit VH est ainsi de l'ordre de $0,004\varphi$, et son carré $V^2H^2$ tout à fait négligeable devant $\varphi^2$. Il en résulte que

$$A = \frac{\varphi}{aH^2} = \frac{M\varphi}{eH^2},$$

et que, dans le cas qui nous occupe, les équations de la trajectoire se réduisent à

$$(12) \qquad x = \frac{M\varphi}{eH^2}(1 - \cos \omega), \qquad y = \frac{M\varphi}{eH^2}(\omega - \sin \omega),$$

c'est-à-dire que celle-ci est une cycloïde ordinaire.

2 000 fois le précédent, c'est-à-dire $3^{cm},61$. Comme l'ion pénètre dans le champ magnétique avec une vitesse dans la direction de l'axe du tube, c'est une petite partie de la boucle d'une cycloïde que l'ion décrira dans la portion du tube soumis au champ magnétique, c'est par une courbe allongée que l'ion gagnera la paroi du tube sur laquelle il glissera ensuite dans le sens du champ électrique. *A fortiori* en sera-t-il ainsi si nous considérons l'ion positif d'oxygène, 16 fois plus massif que celui d'hydrogène, auquel correspond un rayon 16 fois plus grand (58 centimètres) du cercle générateur de la cycloïde, ou si nous admettons, avec M. Rutherford et M. Langevin, que l'ion peut avoir sa masse augmentée par l'entraînement d'un certain nombre de molécules non dissociées. Les *fig.* 1, 2 et 3 représentent, par un trait en pointillé, la trajectoire d'un ion seul dans le tube, qui raserait la partie inférieure de celui-ci avant de pénétrer dans le champ magnétique.

Mais, dans un tube de Geissler, il n'y a pas qu'un seul ion qui se déplace, et nous devons nous occuper de la modification qu'apporteront dans l'ensemble des trajectoires les actions mutuelles des ions. Ces actions produisent, en l'absence du champ magnétique, un éparpillement : les ions tendent à remplir toute la section du tube, et la remplissent effectivement si ce n'est tout près de l'anode. Ces actions mutuelles dans la partie soumise au champ magnétique auront pour effet d'empêcher que le faisceau anodique ne se réduise à une ligne dénuée d'épaisseur le long de la paroi du tube : au lieu d'atteindre tous le verre, les ions se trouveront canalisés à l'intérieur d'un cylindre parallèle au tube et le touchant. En tenant compte de l'effet très évident de l'action mutuelle des ions, on voit que la partie occupée par l'ensemble de ceux qui sont de même nature dans le champ magnétique uniforme, limité brusquement à droite et à gauche par les plans AA et BB (*fig.* 1, 2 et 3), présentera les aspects indiqués par la partie ombrée sur les trois figures, suivant qu'on a affaire soit à des corpuscules, soit à des ions positifs d'hydrogène ou d'oxygène n'entraînant que leur propre masse(1). Ainsi il y a une différence du tout au tout entre la forme que doit prendre l'ensemble des corpus-

(1) Remarquons que, pour les pressions des tubes mis en expérience, le libre parcours moyen des corpuscules entre deux chocs successifs est d'environ 4 mm. Comme chaque boucle de cycloïde occupe une longueur $0,018 \times 2\pi = 0^{mm},11$, il y a environ une quarantaine de boucles décrites entre deux chocs successifs des corpuscules dans une direction perpendiculaire à l'axe du tube.

cules ou l'ensemble des ions positifs dans le champ magnétique.

Mais il y a une manière encore plus simple de trouver si la luminescence qui forme la colonne anodique suit la trajectoire des ions positifs ou celle des corpuscules ; elle a l'avantage de ne reposer sur aucun calcul et par là d'être de toute évidence. En vertu de l'action mutuelle des ions, le faisceau doit remplir toute la section du tube jusqu'à l'endroit où il entre dans le champ magnétique : *à l'entrée dans le champ il ne peut gagner la paroi du tube que par une courbe située à l'intérieur du champ.* Si le faisceau a gagné la paroi, il restera appliqué contre celle-ci tant qu'il sera à l'intérieur du champ magnétique : *à la sortie du champ la courbe par laquelle il s'épanouira de nouveau dans toute la section du tube doit donc se trouver à l'extérieur du champ.* Il y a ainsi un moyen des plus nets de savoir de quel côté se trouve l'entrée des particules électrisées dans le champ magnétique et de quel côté se trouve leur sortie. Or, les ions positifs, suivant le sens du champ électrique, entrent dans le champ magnétique du côté de l'anode et en sortent du côté de la cathode, tandis que c'est l'inverse pour les corpuscules, qui, étant chargés négativement, vont de la cathode à l'anode. C'est ce qui est indiqué sur les figures théoriques 1, 2 et 3.

## II

J'ai réalisé un champ magnétique sensiblement uniforme sur un tronçon AB de mes longs tubes de Geissler, avec champ sensiblement nul en dehors du tronçon AB, en plaçant le tube perpendiculairement à l'axe d'une longue bobine de 7 centimètres de diamètre coupée en son milieu pour laisser passer le tube (de $1^{cm},7$ de diamètre). L'épaisseur des deux couches de fil qui la recouvraient était de 4 millimètres. Le nombre de tours de fil par centimètre était 10,8 pour l'ensemble des deux couches ; l'intensité du champ magnétique était calculée par la relation $H = 4\pi \times 10{,}8 \times i$, d'après la mesure de l'intensité $i$ du courant.

De cette façon, si l'on ne réalisait pas rigoureusement une entrée brusque d'une portion du tube dans un champ uniforme, on la réalisait à peu près : dans l'espace de moins d'un centimètre, le faisceau anodique passait d'un champ magnétique sensiblement nul à un

champ sensiblement uniforme ayant des valeurs pouvant atteindre 400 unités [1].

L'effet d'une transition qui n'est pas brusque, entre la partie soumise au champ magnétique et celle qui y est soustraite, est évidemment d'allonger un peu la trajectoire des ions suivant l'axe du tube.

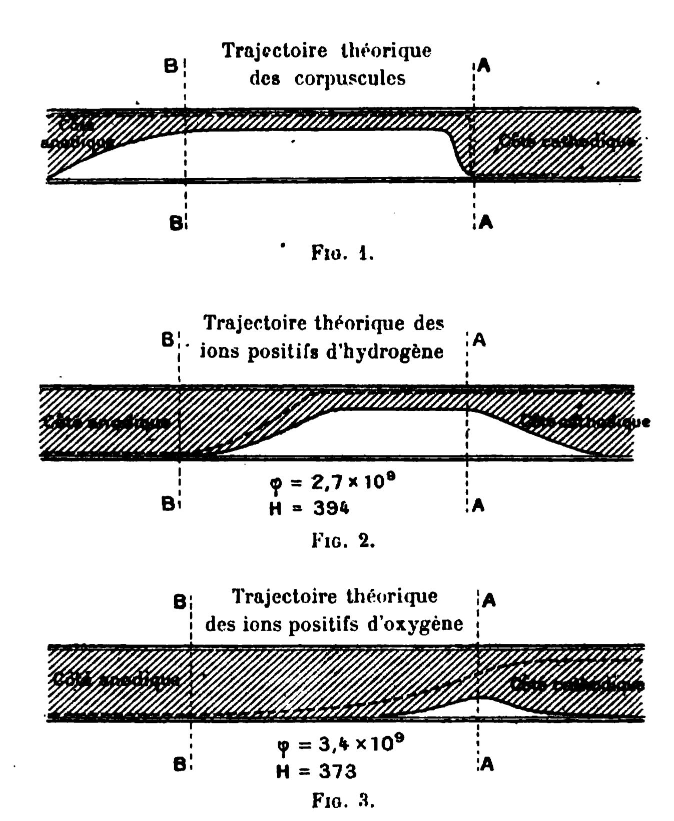



Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

Nous devrons en tenir compte dans la comparaison des résultats de la théorie avec l'expérience.

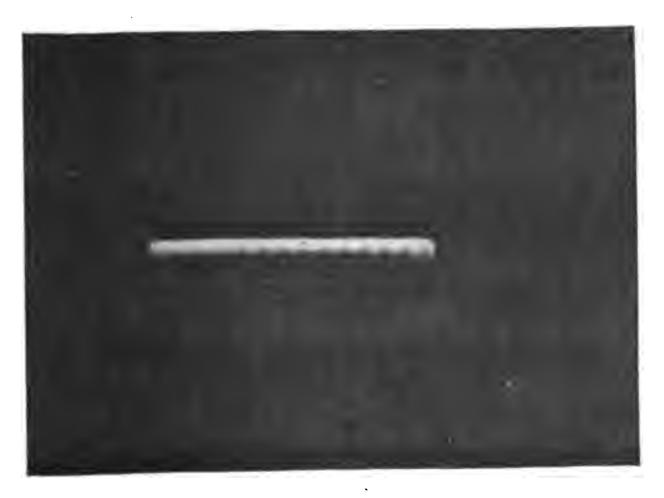
Il était difficile d'évaluer exactement l'intensité maximum du champ électrique, celle qui existe au moment de l'illumination; d'autant plus que, dans les régions à stries nettes, ce champ n'est

[1] Pour de pareils champs, il fallait employer des courants de 30 ampères; mais, comme l'expérience ne durait que quelques secondes, les fils ne chauffaient pas trop fort.

probablement pas uniforme. Mais, d'une part, les stries étaient peu



Tube à hydrogène
$\varphi = 2,7 \times 10^9$
$H = 394$
FIG. 4.



Tube à oxygène
$\varphi = 3,4 \times 10^9$
$H = 373$
FIG. 5.

nettes vers le milieu des tubes; d'autre part, une erreur même du

simple au double n'aurait que peu d'influence pour le but de mes expériences. Aussi me suis-je borné à mesurer, au moyen d'un micromètre à étincelles, la longueur de l'étincelle équivalente dans l'air à la décharge dans le tube. De cette distance explosive, je déduisais la différence de potentiel des électrodes au moment de la décharge; comme le tube avait une forme cylindrique très allongée, on pouvait admettre, sans grande erreur, que la chute de potentiel y était linéaire, et qu'on obtenait l'intensité du champ en divisant la différence de potentiel des électrodes par leur distance (86 centimètres) (¹).

C'est d'après ces données qu'ont été construites les courbes (*fig.* 1, 2 et 3) pour la trajectoire des ions négatifs ou positifs. En comparant à ces courbes théoriques les photographies (*fig.* 4 et 5) du faisceau anodique placé dans les conditions de champs indiquées, aucun doute ne peut subsister : la forme du faisceau est exactement celle que la théorie assigne à la marche des corpuscules (*fig.* 1) (²), et n'a aucun rapport avec celle que la théorie indique pour la marche des ions positifs (*fig.* 2 et 3).

L'axe de l'appareil photographique coïncidait avec l'axe de la bobine produisant le champ; aussi les parois de celle-ci ont-elles empêché de se dessiner sur la plaque ce qui se passait en dehors de la bobine. Du côté de la cathode, le tube avait le même aspect jusqu'à l'entrée à l'intérieur de la bobine que si celle-ci n'existait pas. Ceci montre bien qu'en dehors de la bobine le champ était pratiquement nul. Mais le faisceau, resserré contre la paroi du tube à l'intérieur de la bobine, à l'extérieur du côté anodique s'élargissait; par une courbe limitant un de ses bords il gagnait la paroi opposée, et dès lors remplissait toute la section du tube. La sortie du champ magnétique était donc du côté de l'anode : la luminescence se produit sur le parcours de particules chargées négativement.

En résumé, l'illumination du gaz désignée sous le nom de colonne anodique suit la trajectoire des corpuscules et non la trajectoire des ions positifs. Il est donc légitime de conclure de là que ce sont les corpuscules qui, par leur choc contre les molécules du gaz, donnent lieu à cette luminescence.

---

(¹) Pour le degré de raréfaction des tubes employés, la chute de potentiel à la cathode était de 200 à 300 volts. Cette quantité est négligeable, au degré de précision désiré, devant les 2300 volts, ou plus, observés entre les électrodes.

(²) La partie nébuleuse que la photographie du tube à hydrogène présente à l'entrée du champ magnétique du côté d'où viennent les corpuscules me paraît

III

Dans l'étude que j'ai faite des phénomènes de magnétofriction ([1]), j'ai trouvé que le flux cathodique des tubes de Crookes, la gaine cathodique des tubes de Geissler, ainsi que la colonne anodique de ces mêmes tubes, obéissent à des lois semblables. D'après ce qui précède, cette similitude devient toute naturelle, puisque la colonne anodique, elle aussi, est due au mouvement des corpuscules, comme on le savait déjà pour la gaine et le flux cathodique. Ainsi la magnétofriction apparaît comme une des propriétés fondamentales des corpuscules en mouvement, et l'on peut résumer les faits de la manière suivante :

*Dans un champ magnétique intense, les corpuscules en mouvement* (rayons cathodiques) *subissent une action analogue à un frottement anisotrope considérable dans le sens perpendiculaire aux lignes de force et nul ou presque nul dans le sens de ces lignes.*

Les différences qui se produisent pour l'intensité du champ magnétique, donnant une même apparence à la colonne anodique selon la nature ou la pression du gaz, peuvent s'expliquer par les obstacles que celui-ci fait éprouver au mouvement des corpuscules et les variations de vitesse qui en résultent.

---

## SUR LE FONCTIONNEMENT DE COHÉREURS ASSOCIÉS ;

Par M. A. TURPAIN ([2]).

Au cours des recherches que je poursuis dans le but de rendre aussi pratique et aussi complète que possible l'observation des orages par le cohéreur, j'ai dû étudier les particularités que présente le fonctionnement de plusieurs cohéreurs' réunis à une même antenne.

---

tenir à un commencement de magnétofriction. Cette nébulosité n'existe pas sur les photographies du même tube faites pour des champs magnétiques plus faibles. On n'en voit pas trace non plus sur la photographie du tube à oxygène. Ce gaz, comme je l'ai montré, ne subit l'effet de la magnétofriction que pour des champs magnétiques beaucoup plus intenses que l'hydrogène.

([1]) *Loc. cit.*

([2]) Communication faite à la Société française de Physique. Séance du 19 février 1904.

*Dispositif.* — Sur une planchette isolante en ébonite peuvent être fixés côte à côte 6 cohéreurs à limaille de fer, qui sont serrés entre des pièces de cuivre isolées les unes des autres, de manière à permettre facilement l'association des cohéreurs en dérivation, en série ou même suivant un mode mixte d'association. — La décohésion se produit aisément par la frappe de la planchette, qui est fixée par un de ses bords en porte-à-faux. — L'antenne, qui est formée de un ou de plusieurs fils parallèles, peut être mise en relation avec une électrode quelconque de l'un des cohéreurs. Ces communications diverses des électrodes des cohéreurs entre elles et avec les fils parallèles d'antenne s'obtiennent aisément au moyen de petits godets de mercure reliés entre eux par des ponts de longueur et de formes appropriées.

Un pile sèche d'un élément ($1^{v},5$ environ) est shuntée par une résistance de $200^{\omega}$ ; on envoie le courant emprunté aux extrémités d'une résistance de 3 à $6^{\omega}$ dans les cohéreurs et dans le circuit d'un galvanomètre très sensible (galvanomètre Chauvin et Arnoux donnant 0,005 de microampère). Les élongations du galvanomètre servent à juger du degré de cohésion des cohéreurs lors de chaque essai.

On a étudié tout d'abord chacun des six cohéreurs en les disposant seuls sur la tablette isolante. On a cherché à graduer la sensibilité de ces cohéreurs en variant la distance des électrodes. Ces électrodes sont éloignées, suivant les cohéreurs, de 8/10, 9/10, 10/10, 12/10, 14/10 et 16/10 de millimètre. Toutes choses égales d'ailleurs, l'ordre des sensibilités ne s'est pas toujours trouvé être l'ordre des écarts entre électrodes. Les cohéreurs ont été associés en dérivation et en série et ont donné lieu aux observations suivantes.

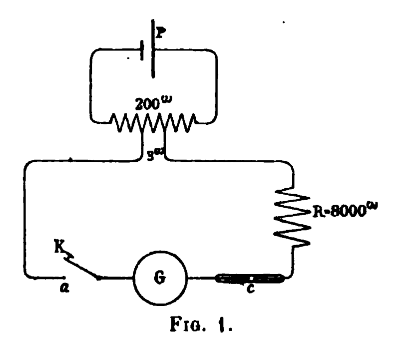


Fig. 1.

I. Étude d'un seul cohéreur. — Lorsqu'on dispose dans le circuit d'une pile et d'un galvanomètre un cohéreur, le circuit compre-

nant une résistance R (R = 8000$^{\omega}$) (*fig.* 1), on constate que *la sensibilité du cohéreur est notablement différente, suivant que le circuit est ouvert ou fermé au moment où les ondes sont envoyées* (ce qui s'obtient en séparant ou en réunissant *a* et K).

| Cohéreurs | Distance du cohéreur (antenne de réception) au trembleur (antenne d'émission) | | |
|---|---|---|---|
| | Circuit fermé | Déviation du galvanomètre | Circuit ouvert |
| 8/10 | 45$^{cm}$ | 65 | 26$^{cm}$ |
| 9/10 | 40 | 66 | 23 |
| 10/10 | 28 | 72 | 13 |
| 14/10 | 25 | 70 | 4 |
| 16/10 | 19 | 75 | 3 |

II. Cohéreurs associés en dérivation. — Les électrodes des six cohéreurs associés sont réunies, d'une part, entre elles et à l'antenne A (*fig.* 2); elles communiquent chacune, d'autre part, avec de petits godets de mercure *a*, *b*, *c*, *d*, *e*, *f*, dans lesquels on peut faire plonger à volonté le fil terminal K du circuit comprenant le galvanomètre G, la pile shuntée P et une résistance R de 8000$^{\omega}$.

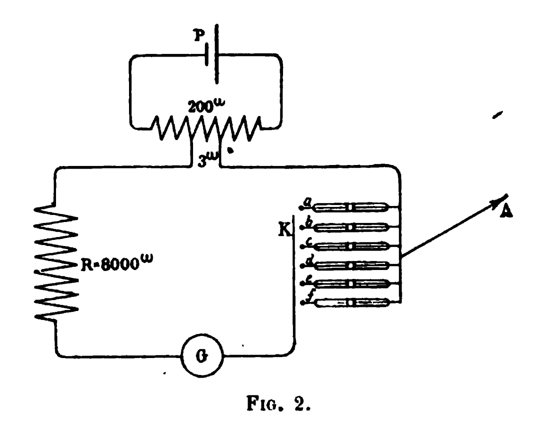



Fig. 2.

En utilisant la même pile shuntée, on a constitué trois circuits dérivés comprenant chacun une résistance R de 8000$^{\omega}$ et permettant ainsi de mettre en circuit fermé jusqu'à trois cohéreurs à la fois. Si les cohéreurs se trouvent tous les trois cohérés, les déviations du galvanomètre s'additionnent; il est dès lors aisé de savoir, suivant la division indiquée par le galvanomètre, si un seul, deux ou trois cohéreurs ont été cohérés.

1° *Lorsque les six cohéreurs sont tous en circuit ouvert, ils conservent la même sensibilité relative que s'ils sont tous en circuit fermé; mais la sensibilité de chacun d'eux est bien moindre en circuit ouvert qu'en circuit fermé;*

2° Si un des six cohéreurs est placé en circuit fermé, les cinq autres restant en circuit ouvert, *le cohéreur placé en circuit fermé acquiert une sensibilité beaucoup plus grande que celle qu'il présente en circuit ouvert* et peut se montrer plus sensible que le plus sensible des cohéreurs.

Le tableau suivant, qui indique les déviations galvanométriques dans chaque cas, met ce fait en évidence.

| Cohéreurs | en circuit ouvert | Déviations observées après cohésions — l'un des cohéreurs (1) étant en circuit fermé | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 8/10 | 53 | 86. | 38 | 28 | 28 | 36 | 36 |
| 9/10 | 59 | 13 | 88. | 12 | 10 | 9 | 35 |
| 10/10 | 1 | 1 | 1 | 70. | 1 | 1 | 1 |
| 12/10 | 17 | 14 | 18 | 13 | 87. | 9 | 21 |
| 14/10 | 9 | 18 | 14 | 13 | 5 | 73. | 27 |
| 16/10 | 1 | 2 | 1 | 1 | 1 | 1 | 69. |

3° Si l'on dispose en circuit fermé plus d'un cohéreur (deux ou trois), *les cohéreurs disposés en circuit fermé deviennent plus sensibles que ceux laissés en circuit ouvert*, ainsi que le montre le tableau suivant.

| Cohéreurs | en circuit ouvert | Déviations observées après cohésions — deux ou trois des cohéreurs (1) étant en circuit fermé | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 8/10 | 53 | 80. | 68 | 26 | 61. | 51 |
| 9/10 | 59 | 58. | 17 | 91. | 14 | 67. |
| 10/10 | 1 | 1 | 89. | 2 | 1 | 88. |
| 12/10 | 17 | 19 | 19 | 16 | 88. | 14 |
| 14/10 | 9 | 18 | 20 | 14 | 69. | 23 |
| 16/10 | 1 | 3 | 80. | 84. | 8 | 80. |

4° Si l'on réunit ensemble toutes les électrodes libres des six cohéreurs *a*, *b*, *c*, *d*, *e*, *f*, entre elles, et qu'on place le faisceau ainsi formé en circuit fermé, *on peut très simplement et très rapidement obtenir ainsi l'ordre de sensibilité des six cohéreurs étudiés.*

(1) Les nombres suivis d'un point ont trait aux déviations fournies par les cohéreurs en circuit fermé.

Pour cela, on cohère par une émission d'ondes produites à une distance telle qu'un seul ou deux cohéreurs se trouvent cohérés. — Ceci fait, on supprime le ou les deux cohéreurs ainsi cohérés et l'on cherche, par une nouvelle émission d'onde produite à la même distance, à provoquer la cohésion des cohéreurs restants. On obtient alors en général la cohésion d'un ou de deux autres cohéreurs, que l'on supprime encore, et l'on cherche enfin par une troisième émission d'ondes à cohérer les cohéreurs restants.

Le tableau suivant indique, pour deux séries différentes de six cohéreurs, le résultat de cette opération.

| Cohéreurs | Déviations | | | | Cohéreurs | Déviations | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 8/10 | 65 | + | + | + | 17/10 | 20 | + | + |
| 9/10 | 3 | 5 | 35 | + | 18/10 | 2 | 13 | + |
| 10/10 | 1 | 62 | + | + | 19/10 | 1 | 1 | 3 |
| 12/10 | 5 | 5 | 8 | 40 | 20/10 | 2 | 2 | 24 |
| 14/10 | 10 | 7 | 32 | + | 21/10 | 30 | + | + |
| 16/10 | 26 | 1 | 1 | 2 | 22/10 | 1 | 1 | 19 |

Le signe + indique que les cohéreurs ont été supprimés.

D'après ce tableau, on voit que l'ordre de sensibilité des cohéreurs de la première série est le suivant :

8/10 10/10 9/10 14/10 12/10 16/10

Celui des cohéreurs de la seconde série est :

21/10 17/10 18/10 20/10 22/10 19/10

On voit donc, ainsi que nous l'indiquions précédemment, que cet ordre n'est pas toujours celui des écartements des électrodes.

Ce procédé de détermination des sensibilités relatives de plusieurs cohéreurs associés, qui est une application immédiate des particularités que présente le fonctionnement des cohéreurs en circuit ouvert et en circuit fermé, nous a permis de graduer à l'avance une série de cohéreurs destinés à suivre la marche des orages qu'ils décèlent.

5° *La sensibilité relative que présente chaque cohéreur, qu'il soit en circuit fermé ou en circuit ouvert, est à peu près la même lorsqu'il est placé seul* sur la planchette servant à les réunir *que lorsqu'il se trouve entouré des cinq autres cohéreurs voisins.* Toutefois les nombres trouvés sont un peu plus forts, toutes choses égales d'ailleurs, lorsque le cohéreur est seul que lorsqu'il est accompagné de ses cinq voisins.

III. Cohéreurs associés en série. — L'usage de godets de mercure et de fils souples permet d'associer les cohéreurs en série, comme l'indique la *fig.* 3. On peut faire usage comme collecteur des ondes d'une série de quatre antennes identiques (longueur 60 centimètres). Ces antennes sont réunies soit toutes quatre au même point du circuit formé par la suite des cohéreurs, soit chacune d'elles en un point différent du circuit, l'une en $a$ par exemple, la 2e en $b$, la 3e en $c$, la 4e en $g$, ou bien différemment. — Pour connaître l'état de cohésion de chaque cohéreur après une émission d'ondes, on dispose, à l'aide de ponts de longueurs convenables, le cohéreur en question de manière à le placer seul dans le circuit comprenant la pile shuntée, la résistance R de $8000^{\omega}$ et le galvanomètre.

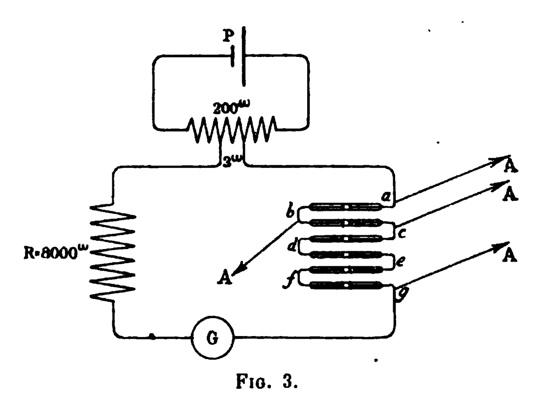


Fig. 3.

Les résultats des observations faites sont les suivants :

1° *La sensibilité que présentent les six cohéreurs associés en série est à peu près la même, que le circuit qu'ils forment soit ouvert ou qu'il soit fermé.*

2° *Lorsque l'antenne est fixée en un point du circuit* (c par exemple) *entre deux cohéreurs* (9/10 et 10/10 par exemple), *ces deux cohéreurs acquièrent par là même une sensibilité plus grande.*

Si l'antenne est placée à l'extrémité de la chaîne des cohéreurs (en $a$ ou en $g$), la sensibilité du cohéreur voisin (8/10 ou 16/10) se trouve accrue.

3° *Si l'antenne est constituée par 4 fils parallèles égaux reliés entre eux, à leurs extrémités, avec un point du circuit des cohéreurs, la sensibilité de l'ensemble des cohéreurs ne se trouve que légèrement accrue.*

4° *Si chacune des quatre antennes est reliée à un point différent du circuit, de manière à disposer une antenne entre chaque cohéreur, la sensibilité du dispositif se trouve très notablement accrue.*

Le tableau suivant fournit des mesures en concordance avec ces divers énoncés.

| Extrémités des cohéreurs | Cohéreurs | Déviations obtenues ; Antenne en : e, circuit ouvert | e, circuit fermé | b | d | g | a, c, d, e |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| *a* | | | | | | | |
| | 8/10 | 21 | 16 | 56 | 36 | 33 | 55 |
| *b* | | | | | | | |
| | 9/10 | 14 | 13 | 45 | 7 | 2 | 13 |
| *c* | | | | | | | |
| | 10/10 | 0 | 0 | 0 | 52 | 0 | 37 |
| *d* | | | | | | | |
| | 12/10 | 40 | 36 | 6 | 40 | 11 | 20 |
| *e* | | | | | | | |
| | 14/10 | 46 | 44 | 29 | 24 | 27 | 17 |
| *f* | | | | | | | |
| | 16/10 | 1 | 1 | 1 | 1 | 45 | 16 |
| *g* | | | | | | | |

IV. Association mixte des cohéreurs. — La plus grande sensibilité que l'on puisse obtenir avec six cohéreurs donnés semble être celle du dispositif qui consiste à *réunir les cohéreurs deux à deux en série, chaque couple de deux cohéreurs formant une dérivation,*

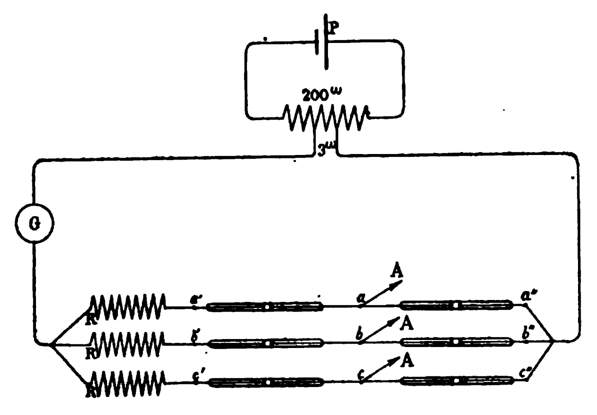



Fig. 4.

comme le montre la *fig.* 4. — Les antennes, au nombre de trois, sont reliées en *a*, *b*, *c*, au milieu de chaque groupe de deux cohéreurs. — On obtiendrait une sensibilité encore plus grande, toutes choses égales d'ailleurs, en plaçant six autres antennes en *a'* et *a"*, *b'* et *b"*, *c'* et *c"*.

Les trois circuits dérivés sont tous trois fermés et comprennent chacun une résistance R.

*Conclusions et Applications.* — Le fait particulier qui se dégage de toute cette étude est la bien plus grande sensibilité que présente un cohéreur, toutes choses égales d'ailleurs, lorsqu'il est en circuit fermé que lorsqu'il est en circuit ouvert.

En utilisant convenablement ce fait expérimental dans le cas de plusieurs cohéreurs associés, on peut en particulier l'appliquer :

1° *A la détermination commode et rapide de l'ordre de sensibilité de plusieurs cohéreurs associés en dérivation. Cette détermination a son application immédiate dans la constitution de dispositifs permettant de suivre la marche des orages ;*

2° *A la réalisation de dispositifs très sensibles formés de cohéreurs associés en série ou d'une façon mixte et convenablement reliés à un certain nombre d'antennes. — Ces dispositifs semblent pouvoir être utilisés avec succès, tant en télégraphie sans fil qu'en télégraphie hertzienne avec conducteurs.*

---

## SUR L'ÉPAISSEUR CRITIQUE DES SOLIDES ET DES LIQUIDES RÉDUITS EN LAMES TRÈS MINCES ;

Par M. Henri DEVAUX [1].

*Limite d'extension des liquides sur l'eau.* — Si l'on touche une surface d'eau libre, poudrée avec du talc, avec un fil capillaire portant une trace d'huile, cette huile s'étend en un cercle manifesté par l'écartement du talc. S'il y a peu d'huile, le cercle reste petit et entouré d'eau libre. Dans ce cas, la tension superficielle de l'eau du cercle, couverte d'huile, est identique à celle de l'eau libre qui l'environne. C'est là un fait absolument général, applicable à tous les corps susceptibles de s'étendre sur l'eau, *huiles*, *hydrocarbures*, *acides gras*, *savons*, etc. *Il y a toujours une limite à l'extension.*

Par un procédé indiqué ailleurs (procédé des liqueurs titrées) [2], j'ai mesuré les épaisseurs à la limite ou plutôt le poids de subs-

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique. Séance du 18 mars 1904.

[2] *Procès-Verbaux de la Soc. des Sc. phys. et nat. de Bordeaux*, séances du 19 novembre et du 3 décembre 1903.

tance par centimètre carré :

| | | |
|---|---|---|
| Huile d'olive........... | 0,8 à 1,2 $\times 10^{-7}$ | grammes |
| Oléate de soude........ | 1 à 2 $\times 10^{-9}$ | par |
| Acide oléique.......... | 0,4 à 1 $\times 10^{-9}$ | centimètre carré |

L'épaisseur limite ainsi mesurée pour l'huile est à peu près identique à celle trouvée par lord Rayleigh (1) comme épaisseur de la *couche inactive* de l'huile sur l'eau, c'est-à-dire ne diminuant pas la tension superficielle de l'eau. Elle est aussi très voisine de l'épaisseur minima des pellicules liquides sur mercure mesurée par K. Fischer (2). Mais la minceur de la lame de savon et d'acide oléique dépasse tout ce qu'on aurait pu croire accessible à l'observation directe.

*Variations de la tension superficielle avec l'épaisseur.* — On sait que, si une surface d'eau bien nette est rétrécie ou élargie, la tension superficielle ne varie pas. Il n'en est pas de même si l'eau est couverte d'huile et qu'on la rétrécisse. A mesure que la surface diminue, c'est-à-dire que l'épaisseur d'huile augmente, on voit la tension superficielle *diminuer;* mais cette action est faible jusqu'au voisinage de l'épaisseur de 1 $\mu\mu$. Ce niveau est atteint par un faible rétrécissement pour l'huile ; il faut au contraire réduire la surface à $\frac{1}{100}$ ou $\frac{1}{200}$ pour l'acide oléique. Quand il est atteint, un changement remarquablement brusque se manifeste. Les moindres variations de l'épaisseur, entre 1 et 2 $\mu\mu$, produisent des variations énormes de la tension superficielle. Vers 1 $\mu\mu$ d'huile sur l'eau, la tension est à peine inférieure à celle de l'eau pure ; vers 2 $\mu\mu$, elle est à peine supérieure à celle de l'huile. Au delà de cette *dimension critique*, les accroissements d'épaisseur diminuent très peu la tension superficielle. *C'est donc dans une couche de 1 à 2 $\mu\mu$ que réside, presque tout entière, la tension superficielle des liquides, c'est-à-dire la propriété la plus caractéristique de l'un des états de la matière.* Ces faits avaient été établis pour l'huile d'olive par lord Rayleigh; mais ils semblent généraux.

*Lames minces solides.* — On obtient aussi facilement des lames minces solides que des lames liquides. En déposant par exemple sur l'eau une goutte, pas trop diluée, de *paraffine* ou de *spermaceti* dis-

(1) *Philosophical Magazine*, vol. XLVIII ; 1899.
(2) *Wied. Ann.*, vol. LXVIII ; 1899.

sous dans la benzine, la goutte s'étend, puis s'évapore, laissant une lame mince de la substance. Cette lame est solide tant que son épaisseur est assez grande. On le vérifie simplement en répandant une poudre à sa surface et soufflant. La poudre reste immobile. On reconnaît de cette manière, avec la plus grande facilité, que l'état solide se maintient encore pour des lames excessivement minces et tout à fait invisibles. Par l'emploi de solutions de plus en plus diluées, j'ai obtenu des lames encore *nettement solides*, qui n'avaient qu'*une épaisseur voisine de* 1 μμ. Toutefois, ici aussi, *il existe une limite infranchissable*, *c'est-à-dire une dimension critique de l'état solide.*

Il est remarquable que cette *dimension soit très voisine de la dimension critique observée pour les liquides.* Le tableau suivant, qui indique l'épaisseur critique pour l'huile et pour divers solides, est démonstratif à cet égard :

| | Épaisseur critique de la lame mince | Diamètre calculé de la molécule |
|---|---|---|
| CuS | 0,4 à 0,5 μμ | 0,25 μμ |
| HgS | 0,2 à 0,3 — | 0,29 — |
| PbS | 0,3 à 0,4 — | 0,31 — |
| AgI | 1,2 à 1,8 — | 0,33 — |
| Acide stéarique | 1,7 à 2 — | 0,62 — |
| Spermaceti (palmitate de cétyle ?) | 1,5 à 1,7 — | 0,78 — |
| Huile d'olive (supposée oléine pure) | 0,9 à 1,3 — | 0,94 — |
| Albumine | 3,0 à 8,0 — | 1,87 — |
| Stéarate d'alumine | 1,25 μμ | 1,15 — |

La deuxième colonne de ce tableau donne les diamètres des molécules calculés d'après une formule de Nernst (1). On voit que les lames minces étudiées ici étaient formées d'*une seule assise de molécules*, ou d'un très petit nombre d'assises. *La dimension critique ne serait donc autre chose que le diamètre même de la molécule, au moins pour certains corps, liquides ou solides.* Cette coïncidence remarquable entraîne comme corollaire immédiat que les molécules, dans ces lames minces, sont les molécules connues et non pas de grosses molécules.

La cause de l'état solide, au moins pour les substances étudiées ici, ne résiderait donc pas dans la grosseur de la molécule; elle est sans doute d'ordre uniquement cinétique.

(1) Nernst, *Theoretische Chemie*, 5e édition, 1900, pp. 394-395. — Valeurs numériques corrigées d'après L. Errera, *Limite de petitesse des organismes* (*Recueil de l'Institut botanique de l'Université de Bruxelles*, t. VI, 1903, p. 77).

On pourrait supposer que, par un amincissement suffisant, on obtiendrait une sorte de liquéfaction du solide. En réalité, c'est plutôt une pulvérisation, une dislocation qui se produit. Une goutte trop diluée d'une solution de paraffine ou de spermaceti abandonne la substance sous forme d'un voile *dépourvu de toute action sur la tension superficielle de l'eau.* Ce voile, parfaitement invisible du reste, se rétrécit sans aucun effort quand on souffle doucement sur la bordure du talc qui l'environne; puis, brusquement, quand le rétrécissement est suffisant, le talc est arrêté par une lame invisible à bords très nets contre lesquels il vient s'amasser. La couche mince solide est devenue continue, elle se montre rigide; on peut la fissurer, la casser en fragments anguleux qui flottent sur l'eau libre sans s'étendre. A aucun moment la substance n'a donc présenté les vrais caractères de l'état liquide; *il n'y a pas eu passage entre les deux états.*

Ces faits sont particulièrement nets sur les lames minces de paraffine, de spermaceti; ils le sont un peu moins pour celles d'acide stéarique, de mastic, etc., et surtout de colophane, qui montrent une certaine extensibilité spontanée à la limite. On peut se l'expliquer par l'existence d'impuretés liquides. Mais il semble certain aussi que diverses substances sont réellement douées d'une *puissance d'extension superficielle* analogue à l'extension d'une vapeur dans une enceinte, ou d'une substance dissoute dans son dissolvant.

---

P. LENARD. — Ueber die Absorption von Kathoden-Strahlen verschiedener Geschwindigkeit (Absorption des rayons cathodiques de faible vitesse). — *Annalen der Physik*, t. XII, p. 714-715 [1].

*Rayons de faible vitesse.* — Ces rayons sont produits par l'action des rayons ultra-violets sur une électrode métallique (cf. les mémoires précédents).

Pour étudier l'absorption, on mesure l'intensité par l'électromètre, plus sensible que l'écran phosphorescent.

L'appareil (*fig.* 1) est le même que dans les expériences précédentes, à cela près que l'écran phosphorescent est remplacé par un cylindre collecteur BB relié à l'électromètre.

(1) Suite des deux mémoires analysés dans le *Journal de Physique*, 4e série, t. I, p. 778, 1902; et ce volume, p. 48.

Pour éliminer les variations d'intensité des rayons ultra-violets, on mesure dans chaque expérience à la fois la quantité d'électricité reçue par le collecteur B et la quantité reçue par la cathode irradiée U. Cette dernière est recueillie sur une bouteille de Leyde dont on mesure la charge totale par le galvanomètre balistique.

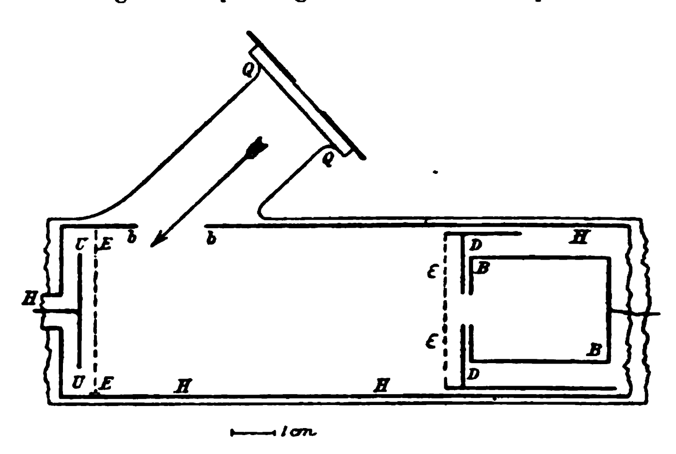



Fig. 1.

La charge que reçoit le collecteur pendant l'unité de temps peut varier dans le rapport de 1 à 5000 suivant les expériences. Pour ramener la déviation de l'électromètre dans les limites convenables, on met l'instrument en communication avec une capacité de valeur appropriée. La déviation Q de l'électromètre et la déviation G du galvanomètre doivent être dans un rapport constant pour unè même durée d'irradiation.

L'influence de la conductibilité du gaz s'élimine facilement, parce que la pression est faible et que la toile métallique ε joue le rôle d'écran électrique.

On détermine un coefficient d'absorption en mesurant les valeurs correspondantes de Q et de G dans le vide et dans le gaz.

Il importe de connaître la pression aussi exactement que possible; on la mesure dans la trompe à mercure.

Soit 1 la valeur du rapport $\frac{Q}{G}$ dans le vide; $i$, la valeur de ce rapport dans l'air.

La cathode U émet une charge P ; à cette charge s'ajoute la charge $\sigma$P que produisent les rayons secondaires dans l'espace com-

pris entre U et E ; une charge positive égale en valeur absolue à cette dernière est transportée en U par les véhicules.

Soit C le facteur de sensibilité du galvanomètre :

$$G = CP (1 + \sigma).$$

La charge qui passe à travers E est égale aussi à P $(1 + \sigma)$ à un facteur très peu différent de 1.

Dans l'espace compris entre E et D, la diffusion et l'absorption font perdre :

$$P (1 + \sigma) Ae^{-\alpha d} = Q,$$

$\alpha$ étant le coefficient d'absorption du milieu, $d$ la distance UD, A une constante de l'électromètre.

En appliquant ces formules successivement au vide et au gaz, il vient :

$$\frac{Q}{G} = I = \frac{A}{C} e^{-\alpha' d},$$

$$\frac{Q}{G} = i = \frac{A}{C} e^{-(\alpha + \alpha')d},$$

d'où :

$$\alpha = \frac{1}{d} \log \frac{I}{i}.$$

*Causes d'erreur.* — La détermination de $\alpha$ est sujette à plusieurs causes d'erreur.

1° Le collecteur reçoit les charges provenant de l'émission secondaire : ce qui tend à diminuer les valeurs observées de $\alpha$ au-dessous de la valeur réelle.

Cette erreur est d'autant plus grande que la vitesse des rayons est plus grande.

2° Les rayons primaires et secondaires, en s'absorbant dans le gaz, provoquent une chute de concentration des véhicules positifs le long de leur trajectoire et, par suite, une diffusion vers le collecteur.

De ce chef, la valeur trouvée pour $\alpha$ est trop faible.

L'erreur croît avec l'absorption, c'est-à-dire quand la pression du gaz augmente et que la vitesse des rayons diminue. Il faut par suite limiter les expériences à des pressions très réduites, autrement l'erreur deviendrait très notable dans les gaz fort absorbants, tels que le gaz carbonique et l'argon. Aussi le coefficient d'absorption $a_0$ paraît diminuer quand la pression augmente. La diminution

est moins sensible pour les rayons rapides : cependant, dans le gaz carbonique, elle se manifeste encore quand la vitesse est 1000 volts.

Le coefficient d'absorption $a_0$ diminue aussi à mesure que le trajet des rayons devient plus long, ce qui est une conséquence de la diffusion des véhicules.

La diffusion devrait faire sentir son influence surtout quand la vitesse des rayons est très faible. Mais, dans ce cas, on peut l'éliminer, en repoussant les véhicules à l'aide d'un champ électrique, insuffisant pour arrêter les rayons.

On répète la même expérience dans le vide, en établissant le même champ. Les valeurs de $a_0$ varient seulement dans le gaz carbonique et dans l'hydrogène.

3° La diffusion des rayons dans le gaz ne donne lieu à erreur que si le faisceau est étroit en comparaison de l'ouverture du collecteur. Or c'est seulement quand la vitesse des rayons est comprise entre 30 et 500 volts qu'elle peut intervenir, surtout quand la distance $d$ est petite et la pression du gaz notable. En fait, on la constate dans le gaz carbonique et l'argon seuls.

4° La réflexion des rayons sur les parois de l'enceinte métallique H n'a guère d'importance.

5° L'hétérogénéité des rayons n'est à craindre que si la vitesse est très faible (8 ou 4 volts).

En portant U à un potentiel convenable, on ramène la presque totalité du rayonnement vers cette électrode. La déviation de l'électromètre provient seulement des rayons émis par E. On retranche cette déviation de la déviation observée, dans les expériences définitives, ce qui élimine en même temps l'effet des rayons ultra-violets qui ont frappé les parois intérieures de H et de B.

6° Le faisceau pourrait être rendu hétérogène par le rayonnement secondaire entraîné dans l'intervalle UE, ce qui rendrait l'absorption apparente trop grande. Mais l'erreur ne serait sensible que dans l'argon et le gaz carbonique à des pressions élevées et pour des rayons dont la vitesse est supérieure à 11 volts.

7° Une certaine fraction des rayons sont absorbés entre U et E avant d'avoir atteint leur vitesse complète; l'absorption apparente est trop grande ; l'erreur, peu importante, croît avec la vitesse des rayons.

*Grandeur de l'absorption.* — Les résultats de la méthode électrométrique concordent avec ceux que fournit l'emploi de l'écran phos-

phorescent. Cette dernière méthode, moins précise, est par contre sujette à moins de causes d'erreur.

*Rayons très rapides.* — R.-J. Strutt a étudié l'absorption des rayons les moins absorbables émis par le radium : il a trouvé que le coefficient d'absorption est proportionnel à la densité, au même degré d'approximation que pour les rayons produits par la décharge, dont la vitesse est égale à 1/3 de celle de la lumière. Pour les quatorze substances qu'il a étudiées, ce rapport est en moyenne 5,30.

Par une méthode toute différente de celle de Strutt, on retrouve pour l'aluminium un rapport du même ordre de grandeur, 5,0.

*Relation entre l'absorption et la vitesse.* — L'absorption augmente quand la vitesse diminue, tout d'abord de plus en plus vite : mais il arrive un moment où l'absorption paraît tendre vers une limite.

Aux faibles vitesses, l'absorption s'écarte de plus en plus des valeurs qui seraient proportionnelles à la masse. L'écart est accusé surtout dans l'hydrogène, qui, malgré sa faible densité, a un pouvoir absorbant plus grand que celui de tous les autres gaz.

*Considérations théoriques.* — Les propriétés des rayons cathodiques, en particulier les lois de leur absorption par les milieux matériels, apportent un argument en faveur de la vieille hypothèse de l'unité de la matière. Les diverses substances seraient composées des mêmes éléments, mais en nombre différent. Chaque atome serait formé par un nombre de ces *dynamides* proportionnel à son poids. Deux corps de même poids comprendraient le même nombre de dynamides, et ne sauraient se différencier que par le groupement de ces dynamides. Il faut admettre d'ailleurs que ces dynamides ont tous même poids et même inertie et n'ont à ce point de vue aucune influence mutuelle. Si cette indépendance existe vis-à-vis des rayons cathodiques, la loi des masses est une conséquence immédiate de l'hypothèse fondamentale. Si la loi ne se vérifie pas rigoureusement, c'est que l'hypothèse est insuffisante.

Chaque atome occupe une certaine portion de l'espace, qu'on appellera son volume, et définie par cette condition qu'un autre atome n'y peut pénétrer. Diverses considérations, d'accord entre elles, assignent à ce volume un diamètre compris entre $10^{-7}$ et $10^{-8}$ centimètres. On doit supposer qu'à l'intérieur de ce volume l'atome se divise en un grand nombre d'éléments plus petits, des « dynamides », avec de nombreux intervalles libres. En effet une charge élémentaire entraînée dans un rayon de vitesse suffisante peut traverser des mil-

liers d'atomes sans que sa vitesse soit modifiée en grandeur ou en direction. Cependant une partie de la charge restant fixée aux atomes, il faut attribuer aux dynamides une certaine surface absorbante; cette surface arrête les charges élémentaires qui la rencontrent, tandis que les autres passent avec une vitesse à peine modifiée.

A ce point de vue, le coefficient d'absorption $a_0$ mesure en centimètres carrés la somme des surfaces absorbantes des dynamides contenus dans 1 centimètre cube du gaz sous la pression de 1 millimètre.

La surface absorbante des dynamides décroît quand la vitesse des charges augmente.

On peut en rendre compte en regardant les dynamides comme des champs de force électrique : la surface absorbante correspond à la région du champ où l'intensité est suffisante pour arrêter les charges animées de la vitesse considérée.

La surface absorbante pour les vitesses voisines de celle de la lumière est extraordinairement petite : la surface réelle des dynamides est encore plus petite. Dans l'hydrogène, le rayon d'un dynamide serait plus petit que $3 . 10^{-12}$ centimètre. Le volume réel des dynamides contenus dans un atome ne serait que la $10^{-9}$ partie au plus du volume de l'atome.

D'après ces dimensions extrêmement réduites, il est à supposer que l'absorption des rayons cathodiques est due non à la présence d'éléments de volume impénétrable, mais bien plutôt à l'action de leurs champs de force électrique. Ces champs doivent posséder une intensité maximum énorme, étant donné que les rayons dont la vitesse est 30000 volts subissent encore une absorption notable.

La loi des masses cesse de se vérifier lorsque les vitesses deviennent très petites : l'absorption est plus faible que ne l'indique la loi, sans doute parce que les sphères d'action des dynamides empiètent alors les unes sur les autres. Les champs se composent entre eux et leur résultante est en général plus petite que leur somme arithmétique. Le rapport dans lequel les diverses sphères d'action empiètent les unes sur les autres variera avec le volume dont chaque dynamide dispose dans l'atome : ce volume sera mesuré par le rapport du volume moléculaire au poids moléculaire. Plus ce rapport sera grand, moins il y aura d'empiétement : c'est, par exemple, le cas de l'hydrogène; dans l'argon, le rapport est très faible. En fait, l'hydrogène absorbe davantage les rayons lents, l'argon les absorbe moins.

Quand la vitesse tend vers zéro, la surface absorbante doit tendre vers la surface réelle des molécules. C'est pourquoi l'absorption ne peut croître indéfiniment.

| Gaz | Poids moléculaire | Surface moléculaire totale — 1° d'après le nombre de collisions avec les molécules identiques | Surface moléculaire totale — 2° d'après l'absorption des rayons cathodiques de 6 volts |
|---|---|---|---|
| | | $cm^2/cm^3 = cm^{-1}$ | |
| H . . . . . . | 2 | 12,3 | 44 |
| Air . . . . . | 29 | 22,8 | 30 |
| Az. . . . . . | 40 | 21,3 | 28 |
| $CO^2$ . . . . . | 44 | 33,5 | 34 |

La surface moléculaire déduite de la théorie cinétique est d'autant plus faible, en comparaison de la surface calculée d'après l'absorption des rayons cathodiques, que le poids moléculaire est plus petit. D'ailleurs la première diminue pour un même gaz, quand la vitesse moléculaire augmente, c'est-à-dire la température : il semble donc que, pour deux gaz différents, elle doit diminuer aussi avec le poids moléculaire. La molécule d'hydrogène exerce encore des forces électriques intenses assez loin de l'espace impénétrable pour ses congénères. La marche de l'absorption de l'hydrogène quand la vitesse des rayons devient très faible montre que ces forces électriques diminuent quand croît la distance moins vite que dans les trois autres gaz.

Pour les rayons de grande vitesse, le rapport entre le coefficient d'absorption et la densité est à peu près le même : par conséquent les dynamides composant les atomes des divers corps n'ont que des différences spécifiques très peu prononcées.

Les dynamides sont neutres au point de vue électrique ; comme ils produisent autour d'eux un champ électrique, il faut leur attribuer des charges ; l'hypothèse la plus simple est de les considérer comme des « bipôles » ayant un moment électrique déterminé. La valeur de ce moment peut varier et différencier, par suite, plusieurs variétés de dynamides.

Si les dynamides possèdent un moment électrique considérable, il faut s'attendre :

1° A ce que leur champ de force soit plus étendu, ou que la surface absorbante individuelle soit plus grande ; ce qui se traduit par un rapport plus grand du coefficient d'absorption à la densité $d$ ;

2° Une valeur plus grande du rapport entre le volume moléculaire et le poids moléculaire ;

3° Une valeur plus grande de $\frac{K-1}{d}$, K étant le pouvoir inducteur spécifique.

Ces trois circonstances se trouvent réunies dans le cas de l'hydrogène.

Il est nécessaire d'attribuer aux dynamides un mouvement propre pour concilier l'impénétrabilité de la matière avec le volume réel si faible de ces dynamides. En adoptant $10^{-11}$ centimètres comme distance des deux pôles d'un dynamide, il devrait effectuer $10^{-20}$ révolutions par seconde. L'énergie cinétique correspondant à ce mouvement équivaut, pour 1 gramme de substance, à plus de $10^8$ petites calories.

---

## ANNALEN DER PHYSIK;

T. XIII, n° 1; 1904.

A. WASSMUTH. — Ueber die bei Biegung von Stahlstäben beobachtete Abkühlung (Refroidissement observé dans la flexion des barreaux d'acier). — P. 182-193.

Un barreau d'acier, libre à ses deux extrémités et qu'on fait fléchir à l'aide d'une traction exercée en son milieu, subit un abaissement de température. On mesure cet abaissement à l'aide d'un élément thermoélectrique très fin soudé au barreau. Cet abaissement devient de plus en plus petit à mesure qu'on rapproche l'élément des extrémités, à cause de la conduction calorifique. Pour éliminer cette perturbation, on fait appuyer la barre sur deux couteaux, à égale distance des extrémités, et on fait agir sur les deux extrémités des forces égales ; la flexion est alors uniforme.

En désignant par $\gamma$ la chaleur spécifique de la barre rapportée à l'unité de volume, $T_0$ la température absolue initiale, E le module d'élasticité, $a$ le rayon de la section, la variation de température $\tau_b - \tau_a$, correspondant à une variation $M_b - M_a$ du moment de flexion, est donnée par :

$$\gamma(\tau_b - \tau_a) = \gamma\theta_{ab} = T_0 \frac{1}{E}\left(\frac{1}{E}\frac{dE}{dT}\right)\frac{M_b^2 - M_a}{\frac{1}{2}\pi^2 a^6}.$$

Cette formule, déduite de la thermodynamique, se vérifie par l'expérience.

M. LAMOTTE.

A. DENIZOT. — Zur Theorie der umkehrbaren galvanischen Elemente (Contribution à la théorie des piles réversibles). — P. 193-204.

La formule de Helmholtz

$$\text{(1)} \qquad E - q = T \frac{dE}{dT}$$

lie l'énergie électrique d'un élément de pile E à l'énergie chimique $q$ mise en jeu et à la température absolue T.

En supposant que T soit fonction de la température $t$ exprimée dans une échelle arbitraire et que E et $t$ soient des fonctions de $t$, on tire de l'équation (1) :

$$\text{(2)} \qquad \log \text{nat} \frac{T}{T_0} = \int_{t_0} \frac{\frac{dE}{dt}\, dt}{E(t) - q(t)}.$$

L'élément de l'intégrale représente le rendement dans un cycle infiniment petit, indépendant d'ailleurs de l'élément. Par suite l'équation (2) définit une échelle électrochimique de température absolue.

Supposé que E et $q$ soient dans un certain intervalle des fonctions linéaires de $t$,

$$E = E_0 + \lambda t$$
$$q = q_0 + \mu t$$

on a :

$$\text{(3)} \qquad T = T_0 \left[1 + \frac{\lambda - \mu}{E_0 - q_0} t\right]^{\frac{\lambda}{\lambda - \mu}}.$$

Si, pour toute température, $E(t) = q(t)$, on a en même temps $\lambda = \mu = 0$ ; mais $\mu$ peut être nul sans que $E = q$.

Si on développe l'expression (3) en série, les coefficients doivent être indépendants de l'élément considéré. Par suite :

$$\text{(4)} \qquad \frac{\lambda}{E_0 - q_0} = a = C^{te}.$$
$$\frac{\lambda\mu}{2(E_0 - q_0)^2} = b = C^{te};$$

d'où :

$$\frac{\mu}{E_0 - q_0} = \frac{2b}{a} = C^{te} \qquad (5)$$

et

$$\frac{\lambda}{\mu} = \frac{a^2}{2b}.$$

Enfin, l'exposant $\frac{\lambda}{\lambda - \mu}$ est aussi une constante,

$$\frac{\lambda}{\lambda - \mu} = \frac{a^2}{a^2 - 2b},$$

ainsi que

$$\frac{\lambda - \mu}{E_0 - q_0} = \frac{a^2 - 2b}{a}.$$

Toutes ces relations peuvent se résumer dans un seul énoncé :

$$\frac{\lambda}{E_0 - q_0} \quad \text{et} \quad \frac{\mu}{E_0 - q_0}$$

sont les racines de l'équation :

$$\xi^2 - \frac{a^2 - 2b}{a}\xi - 2b = 0.$$

Les valeurs numériques de $a$ et de $b$ se déduisent en comparant l'expression de la température absolue électrochimique à l'expression thermodynamique, par exemple.

Le coefficient $\mu$ est difficile à déterminer directement, et on ne peut guère vérifier que la relation (5); on déduit ensuite $\mu$ de $\frac{E_0 - q_0}{\mu}$. Les expressions qui figurent ci-dessus sont en effet à peu près constantes pour les éléments de piles réversibles.

M. Lamotte.

H. du BOIS. — Orientierung polarisierter unsymmetrischer Kreisel (Orientation des gyroscopes dissymétriques polarisés). — P. 289-325.

A. HAGENBACH. — Ueber den Dopplereffekt im elektrischen Funken (Effet Doppler dans l'étincelle électrique). — P. 362-374.

Si des particules des électrodes sont arrachées par l'étincelle et lancées avec une certaine vitesse, en devenant lumineuses, cette

vitesse de translation doit influer sur la longueur d'onde de la lumière, conformément au principe de Doppler.

Les lignes spectrales doivent donc subir un déplacement quand on éclaire successivement la fente du spectroscope par une étincelle dirigée vers cette fente et une étincelle dirigée en sens contraire.

Les deux étincelles sont disposées l'une au-dessus de l'autre et produites par une bobine d'induction, de manière que le courant d'un sens passe dans la première, le courant de sens contraire dans la seconde.

Le spectroscope à échelons employé peut séparer deux longueurs d'onde différant de 0,027 angström au voisinage de D, de 0,016 angström au voisinage de $\lambda = 4600$.

Aucun déplacement n'a pu être mis en évidence avec un grand réseau concave; on a observé, sur les raies du nickel, un déplacement qui correspondrait, d'après la formule de Doppler, à une vitesse de $280 \frac{m}{sec}$ pour les particules. Cette vitesse est inférieure de beaucoup à celle qu'ont trouvée les autres observateurs (Schuster et Hemsalech, Schenk, Mohler).

M. Lamotte.

J. STARK. — Sekundäres und primäres negatives Glimmlicht (Lueur négative secondaire et primaire). — P. 375-394.

Deux électrodes transversales sont disposées en deux points d'une surface équipotentielle par rapport au courant primaire. Si elles se trouvent dans la lueur négative, elles sont enveloppées dans la lumière bleuâtre de cette lueur, uniformément. Quand on relie ces électrodes aux pôles d'une source bien isolée, il se produit un courant secondaire transversal, transporté par les ions qui proviennent du courant primaire. L'anode transversale ne change pas d'aspect; mais autour de la cathode se forme une région obscure, aux extrémités de laquelle la lumière bleuâtre est renforcée.

Le courant primaire doit être continu : mais la force électromotrice secondaire peut être plus petite que la force électromotrice primaire.

Les couleurs de la lueur secondaire sont les mêmes que celles du courant primaire.

A la cathode secondaire se produit aussi une chute de potentiel, peu différente de la différence de potentiel totale entre l'anode et la

cathode à intensité égale; cette chute de potentiel croît quand la section de la cathode diminue.

La longueur de la région obscure secondaire décroît quand l'intensité du courant primaire augmente : elle est d'autant plus petite que l'ionisation est plus avancée au voisinage de la cathode. Toutes choses égales d'ailleurs, elle est d'autant plus grande que la chute de potentiel et l'intensité secondaires sont plus grandes.

L'explication la plus simple, c'est que la région obscure autour de la cathode secondaire représente l'espace où les rayons cathodiques primaires ne peuvent pénétrer.

On admet que les ions négatifs dans les lueurs proviennent directement de la cathode ou bien qu'ils résultent de l'ionisation des molécules gazeuses provoquées par les collisions de celles-ci avec les ions positifs. Dans les deux théories, la chute de potentiel cathodique normale est la valeur minimum de la différence de potentiel que les ions positifs doivent parcourir à partir de la couche de lueur négative pour produire des électrons négatifs dans le gaz qui avoisine immédiatement la cathode.

Dans la lueur secondaire, la première couche de lueur cathodique (de couleur jaune) n'est visible que si la pression est assez élevée; son intensité croît avec la chute cathodique secondaire. Quand cette dernière est devenue égale à la chute normale, le courant secondaire peut se produire sans le courant primaire. La longueur de la région obscure de la décharge transversale (qui est maintenant primaire) est plus petite à l'intérieur de la lueur négative du courant primaire primitif qu'après suppression de ce courant. L'intensité du courant est plus faible dans ce dernier cas, et cependant l'éclat de la première couche cathodique est plus grand. Cela tient à ce que les ions positifs atteignent pour la plupart la surface de la cathode, par suite de la diminution de la région cathodique; cependant la chute du cathodique et la pression du gaz sont demeurées invariables, et par suite le parcours libre moyen des ions.

Si la pression du gaz est assez réduite pour que la région obscure transversale (si elle pouvait se former sans le courant primaire) atteigne les parois du tube, le courant secondaire ne peut se produire de lui-même, même sous une différence de potentiel qui dépasse la chute cathodique normale. Quand le courant primaire passe, on obtient le courant secondaire, mais sans la première couche cathodique. L'existence de la première couche cathodique accuse la pré-

sence des rayons-canal. Ces rayons-canal, provoqués par la décharge secondaire, ont une vitesse beaucoup plus faible que celle des rayons primaires. Puisque le courant par lueurs ne peut exister de lui-même sans la première couche cathodique, il est vraisemblable que l'ionisation du gaz se produit par les collisions des ions positifs à l'entrée de cette couche et que la longueur de la région obscure représente le libre parcours moyen des ions positifs dans les conditions données.

M. LAMOTTE.

A. BECKER. — Ueber den Einfluss von Kathodenstrahlen auf feste Isolatoren (Action des rayons cathodiques sur les isolants solides). — P. 394-422.

Un disque d'aluminium est recouvert d'une couche mince de paraffine sur laquelle est collée une feuille d'aluminium battu, assez mince pour laisser passer les rayons cathodiques. L'ensemble forme un petit condensateur qui est chargé à une différence de potentiel de 130 volts. Le disque est relié à un électromètre.

La paraffine possède naturellement une faible conductibilité et, par suite, il se produit un courant entre les deux armatures du condensateur. Lorsque la paraffine est traversée par les rayons cathodiques, la quantité d'électricité ainsi transportée s'accroît ; l'accroissement augmente quand la différence de potentiel entre les armatures augmente, et diminue quand l'épaisseur de l'isolant augmente.

Si les rayons cathodiques deviennent plus intenses, la quantité d'électricité qui traverse la paraffine augmente, moins vite pourtant que l'intensité des rayons.

Les résultats sont les mêmes lorsque le condensateur est placé dans le vide.

La quantité d'électricité transportée varie avec la durée d'action des rayons ; elle décroît ou croît suivant que la charge de la feuille d'aluminium est positive ou négative.

Lorsque la feuille est chargée négativement et a reçu les rayons cathodiques pendant 15 à 20 décharges de la bobine, on constate d'abord un flux d'électricité négative vers l'électromètre, d'autant moindre que le nombre de décharges a été plus grand ; ce flux diminue ensuite, se maintient un certain temps à une valeur constante, puis devient positif. Quand la feuille est positive, la conductibilité croît avec le potentiel de cette feuille et est indépendante de la durée d'irradiation.

Il paraît probable que ces phénomènes ne sont pas exclusivement dus à un accroissement de conductibilité de la paraffine, mais que les charges négatives transportées par les rayons cathodiques y jouent un rôle important, en provoquant la polarisation diélectrique de la paraffine. Cette conductibilité ne pourrait troubler les mesures d'intensité que dans le cas où la couche d'isolant serait très faible, de l'ordre du $\frac{1}{10^{\circ}}$ de millimètre.

M. LAMOTTE.

K. SCHAUM et F.-A. SCHULZE. — Zur Demonstration elektrischer Drahtwellen (Expériences de cours sur les ondes électriques dans les fils). — P. 422-425.

Les ondes dans les fils provoquent la luminescence de l'air à la pression atmosphérique au voisinage des ventres de la force électrique, quand les fils sont très fins, de $0^{mm},1$ de diamètre par exemple (Coolidge). On peut rendre l'expérience plus facile en employant des substances fluorescentes. On fait passer le fil protégé par un tube capillaire dans un tube plus large, renfermant du sulfate de quinine; ou bien on met au voisinage des bandes de papier imprégnées de platinocyanure de baryum.

Un électroscope chargé perd sa charge auprès des ventres, la conserve auprès des nœuds.

La condensation d'un jet de vapeur est plus accusée auprès des ventres; de même la formation d'ozone, qu'on peut déceler par le papier ioduré et amidonné.

Une pile au sélénium n'est pas affectée, même au voisinage des ventres.

M. LAMOTTE.

G. QUINCKE. — Bildung von Schaumwanden... etc. (Formation des cloisons d'écume... etc). — 8e mémoire, p. 65-100, et 217-239.

Description d'expériences très variées sur les dissolutions de gélatine bichromatée et sur les pellicules qu'elles forment par leur évaporation. Rapidement à la lumière, plus lentement dans l'obscurité, se produisent dans ces pellicules des stries très fines, parallèles et régulièrement espacées, qui agissent comme des réseaux et donnent de très belles couleurs semblables à celles de la nacre.

Les lamelles obtenues avec le gélatino-bromure d'argent, la silice, l'albumine, le sang présentent aussi des stries, qui sont parfois assez fines pour donner les couleurs nacrées.

M. LAMOTTE.

**FR. KOLACEK. — Ueber Magnetostriction (Sur la magnétostriction). — P. 1-38.**

L'auteur développe une théorie mathématique de ces phénomènes, sans faire d'hypothèse particulière sur la nature des substances magnétiques.

M. LAMOTTE.

**P. HIMSTEDT. — Quantitative Versuche ueber den Rowlandeffekt (Mesures quantitatives de l'effet Rowland). — P. 100-124.**

L'équipage magnétique astatique est enfermé dans une cage de cuivre complètement close, sauf une fenêtre de 2 centimètres de diamètre, en face du miroir de l'équipage. Cette cage, reliée au sol, protège suffisamment le système mobile contre les actions électrostatiques. Pour plus de sûreté, on recouvre encore la fenêtre d'une toile métallique.

De part et d'autre se trouvent deux disques d'ébonite (diamètre 30 centimètres, épaisseur 5 millimètres) vissés sur des manchons d'ébonite dans lesquels sont fixés les arbres de métal, reposant sur des coussinets à billes. A travers chacun des disques sont vissés 6 chevilles de métal, arasées en avant sur la surface du disque et dégagées en arrière par une gouttière creusée dans le manchon ; ces chevilles forment une sorte de collecteur, sur lequel passent des frotteurs qui servent à amener la charge au disque.

Les disques sont argentés sur leur face interne (celle qui fait face au magnétomètre) ; cette argenture est divisée en six secteurs dont chacun communique avec l'une des chevilles du collecteur. Chaque secteur porte en outre trois sillons radiaux, qui le partagent en trois sections communiquant entre elles seulement vers le centre. Parallèlement aux disques d'ébonite, entre ceux-ci et le magnétomètre, sont disposés deux disques en glace argentée sur la face extérieure, dont l'argenture est divisée en secteurs correspondant à ceux des disques. L'argenture est reliée au sol. Sur la face intérieure de chacune de ces glaces est collé un anneau de clinquant, avec deux

fils d'amenée de courant parallèles et très voisins, comme le cadre d'une boussole des tangentes. La distance de ce cadre au magnétomètre et l'écartement des disques de glace et d'ébonite, c'est-à-dire l'épaisseur du diélectrique, peut être réglée au moyen des vis.

Après avoir vérifié l'isolement et constaté qu'aucune action ne se produit sur le magnétomètre pendant que le disque tourne lentement, on amène la vitesse à la valeur voulue, on charge les disques, on lit la position de l'équipage magnétique. Puis on renverse le sens de la charge et on fait de nouveau la lecture. Aucune déviation ne se produit quand les disques tournent en sens contraire. Au moment de la mise en marche des disques, la position de l'équipage magnétique change pendant quelques minutes pour se fixer de nouveau. Cette variation est due aux courants thermo-électriques provoqués par l'échauffement des coussinets. Elle disparaît quand les axes sont parfaitement équilibrés, au moins pendant la durée de deux ou trois mesures.

Les valeurs trouvées pour $v$ oscillent entre 2,68 et $3,52 . 10^{10}$.

M. LAMOTTE.

K. v. WESENDONCK. — **Einige Bemerkungen ueber Entladungen in Vakuumröhren mit nur einer Elektrode (Remarques sur les décharges dans les tubes raréfiés avec une seule électrode). — P. 205-210.**

Si l'électrode unique est reliée à l'un des pôles d'une bobine d'induction dont l'autre est en communication avec le sol, l'électrode se recouvre de lueur négative et le phénomène est le même que le pôle relié à l'électrode, soit cathode ou anode. Dans un miroir tournant, la décharge ne se décompose pas. On pourrait penser que cette décharge correspond à des oscillations électriques très rapides; mais l'expérience montre que ces oscillations ne se produisent pas; on le vérifie en employant un tube à deux électrodes, dans lequel peut passer seulement le courant de rupture : la lumière cathodique apparaît à une seule des électrodes. Dans le tube à une électrode, l'apparence est exactement la même quand on y fait passer les courants de rupture seuls, dans un sens ou dans l'autre.

Ces résultats font croire que la lumière positive n'est pas visible.

M. LAMOTTE.

---

ZEITSCHRIFT FUR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. XXXII; 1900.

K. MEYER GEB. BJERRUM. — Ueber Korrespondierende Zustände der Stoffe (Sur les états correspondants des corps). — P. 1-39.

L'Académie des Sciences de Danemark avait proposé un sujet de physique dont les principales questions étaient les suivantes :

1° Peut-on prouver, par les données expérimentales actuelles, que la théorie de van der Waals est exacte et qu'il existe une équation générale pour tous les corps à l'état gazeux et liquide ?

2° Les écarts trouvés peuvent-ils s'expliquer par l'inexactitude des valeurs critiques ?

3° Si la théorie semble inexacte, peut-on dire jusqu'à quel point est admissible l'existence d'une équation générale?

Dans le mémoire actuel, récompensé de la médaille d'or, l'auteur donne à ces questions les réponses suivantes :

Les écarts de la théorie de van der Waals ne s'expliquent pas par l'incertitude des valeurs critiques; ils reposent sur une insuffisance de la théorie elle-même.

Il est vraisemblable qu'il y a une équation générale pour tous les corps si l'on mesure la pression, le volume et la température, non seulement, comme le fait van der Waals, avec des unités différentes, mais à partir de zéros différents pour chaque corps.

L'auteur, prenant comme 0 les valeurs critiques ($T_c$, $P_c$, $V_c$), cherche si l'on peut établir une équation générale en prenant comme variables $\frac{T_c - T}{K}$, $\frac{P_c - P}{F}$, $\frac{V_c - V}{Q}$, K, F et Q étant des constantes spéciales à chaque corps et faciles à calculer; la constante de pression F est égale à la pression critique $P_c$, en sorte que les *pressions correspondantes de deux corps sont celles qui représentent la même fraction de leurs pressions critiques*. Les constantes K et Q diffèrent souvent notablement des constantes critiques $T_c$ et $V_c$.

De nombreux tableaux montrent un accord excellent entre les valeurs calculées par l'auteur et les données expérimentales de S. Young, de Ramsay, de Thomas, d'Amagat, de Batteli [1].

---

(1) Dans le mémoire, le signe — est presque toujours remplacé par ÷

**Th.-W. RICHARDS, E. COLLINS et G.-W. HEIMROD. — Das elektro-chemische aequivalent des Kupfers und des Silbers (Equivalent électrochimique du cuivre et de l'argent). — P. 321-348.**

L'équivalent électrochimique de l'argent est de 0,0011172 (par ampère-seconde), celui du cuivre de 0,00032920.

Les causes d'erreur sont des actions secondaires qui se produisent au pôle négatif pour le cuivre, au pôle positif pour l'argent.

Ces nouvelles valeurs font disparaître le désaccord entre le rapport des équivalents chimiques pour le cuivre et l'argent.

**H. EULER. — Ueber Katalyse durch Neutralsalze (Sur la catalyse par les sels neutres). — P. 348-360.**

Les sels neutres parfois accélèrent et parfois retardent la catalyse des éthers et leur saponification.

Pour expliquer ce résultat, l'auteur admet que le sel neutre augmente le nombre des ions H et OH présents à chaque instant. L'eau entourant directement les ions du sel électriquement chargés doit être sous une pression extraordinairement élevée et, par suite, fortement dissociée : au voisinage de tout ion du sel neutre, il y a par suite un plus grand nombre des ions de l'eau. Dans les réactions où l'eau participe à la réaction, et dans celles-là seulement, les ions du sel neutre, porteurs des ions de l'eau, détermineront une accélération de l'action catalytique.

L'action des sels neutres rentre donc dans la loi générale énoncée par l'auteur : Toute catalyse chimique consiste dans le changement de concentration des ions participant à la réaction (accélérée ou retardée).

**G.-N. LEWIS. — Entwickelung und Anwendung einer allgemeinen Gleichung für die freie Energie und das physiko-chemische Gleichgewicht (Enoncé et application d'une nouvelle équation générale pour l'énergie libre et l'équilibre physico-chimique). — P. 364-401.**

Le changement d'énergie libre prend une forme simple dans le cas des gaz parfaits et des solutions diluées :

$$A = nRT \operatorname{Lg} \frac{v_2}{v_1}.$$

Cette expression doit jouer un rôle capital, non seulement dans les cas où elle est démontrée, mais dans toute espèce de changements d'énergie libre. Elle peut se mettre sous la forme générale

$$A = RT \, Lg \, v + x,$$

$A$ étant l'énergie libre d'une molécule-gramme, $x$ la fraction de cette énergie qui n'est pas représentée par le terme logarithmique. Les deux principes de thermodynamique permettent de calculer $x$.

Connaissant l'énergie libre d'une molécule-gramme, on en déduit facilement le changement d'énergie libre dans une réaction quelconque. Soit un système composé de $m_1$ constituants moléculaires différents dont les nombres de molécules-grammes sont respectivement $n'_1$, $n'_1$... molécules, la variation d'énergie libre du système sera :

$$A = (n_1 A_1 + n'_1 A'_1 + \ldots) - (n_2 A_2 + n'_2 A'_2 + \ldots)$$

ou

$$(1) \quad A = RT \, Lg \frac{v_2^{n_2} v_2'^{n'_2} \ldots}{v_1^{n_1} v_1'^{n'_1} \ldots} - T \int_{T_0}^{T} \frac{C_{v_1} - C_{v_2}}{T} dT + HT + U,$$

$C_v$ étant la capacité thermique totale du système à volume constant de chaque constituant, U la variation d'énergie interne, H une fonction indépendante de la température.

L'expression précédente, tout à fait générale, donne la variation d'énergie libre dans une transformation isothermique quelconque, homogène ou hétérogène.

L'auteur applique cette formule à l'étude de l'équilibre dans les cas suivants :

I. Toutes les combinaisons moléculaires participant à la réaction sont des gaz ou des solutions diluées. A une même température l'ensemble des termes non logarithmiques K se réduit à une constante : on retrouve comme cas particuliers la loi des masses actives de Guldberg et Waage et la loi de Henry. L'expression de K fournit aussi les changements des conditions d'équilibre avec la température : pour l'équilibre homogène, on retrouve l'équation de van't Hoff :

$$\frac{d \, Lg K}{dT} = \frac{U}{RT^2}.$$

II. Appliquée aux gaz, la formule générale (1) donne une équation d'état qui peut être ramenée à l'équation de van der Waals.

La discussion du terme K permet de calculer les chaleurs spécifiques ; l'accord est parfait pour le mercure.

Enfin la formule (1) appliquée à l'équilibre entre un liquide et sa vapeur donne la courbe des tensions de vapeur.

III. L'application de l'équation générale (1) aux dissolutions conduit à des expressions simples pour la pression osmotique et le travail osmotique en solutions concentrées ; elle fournit une équation pour le partage d'un corps entre deux dissolvants et pour les courbes de solubilité.

IV. L'équation générale de l'énergie libre permet de résoudre différents problèmes d'électrochimie ; on en déduit pour la différence de potentiel entre un métal et un électrolyte une formule qui est un complément de celle de Nernst. L'auteur mesure la différence de potentiel et le coefficient de température de différents éléments galvaniques formés d'un même métal plongé dans deux dissolutions d'un de ses sels à solvants différents (eau et alcool).

S.-W.-J. SMITH. — Ueber die Natur der electrokapillaren Phänomene (Sur la nature des phénomènes électrocapillaires). — P. 433-477.

La tension superficielle à la surface de séparation de deux liquides homogènes peut être regardée comme la conséquence d'un changement dans la répartition de la matière au voisinage de la surface de séparation. Si $dE$ est l'accroissement d'énergie potentielle produit par un accroissement $dS$ de la surface, la tension superficielle sera :

$$\gamma_0 = \frac{dE}{dS}.$$

A la surface de séparation du mercure et de quelques solutions aqueuses d'un sel, il y a formation d'une différence de potentiel $\pi$, d'où une couche double de capacité C, qui produira une énergie superficielle électrostatique $E' = \frac{1}{2} CS\pi^2$. Toute variation $dS$ de la surface entraînera une variation d'énergie électrostatique

$$dE' = \frac{1}{2} C\pi^2 dS;$$

$\pi$ restant constant, la tension superficielle entre le mercure et l'élec-

trolyte sera ainsi :

$$\gamma = \frac{dE}{dS} - \frac{dE'}{dS} = \gamma_0 - \frac{1}{2} C\pi^2.$$

La théorie de Helmholtz-Lippmann, basée sur les idées précédentes, comporte deux hypothèses que l'auteur se propose de vérifier séparément.

La première hypothèse, applicable à une chaîne électrolytique quelconque, conduit à admettre que le changement de différence de potentiel à l'électrode capillaire d'un électromètre est égal à la force électromotrice intercalée sur le circuit.

L'auteur contrôle cette première hypothèse par l'étude de la dépolarisation de l'électromètre et la mesure des différences de potentiel entre solutions de KCl et KI ; il la trouve en complet accord avec les faits.

La seconde hypothèse est que les phénomènes électrocapillaires sont déterminés par un changement de l'énergie superficielle électrostatique seulement. Si $\gamma_0$ est indépendant de $\pi$, la tension superficielle $\gamma$ devra avoir un maximum pour $\pi = 0$ ; cette conséquence a souvent servi de base au calcul de la différence de potentiel au contact entre électrodes et électrolytes ou entre deux électrolytes. Il faut cependant observer que l'existence de la différence de potentiel et, par suite, de la couche double peut déterminer un changement dans la répartition de la matière au voisinage de la surface de séparation ; l'énergie superficielle non électrique $\gamma_0$ sera variable avec la différence de potentiel, et le maximum de la tension superficielle $\gamma$ ne correspondra plus à une différence de potentiel nulle. De l'étude des courbes électrocapillaires pour différents électrolytes à différentes concentrations, l'auteur conclut que cette seconde hypothèse de Lippmann-Helmholtz est inexacte.

J. Guinchant.

---

THE PHYSICAL REVIEW ;

T. XVI ; 1903.

BARUS. — The nucleation during cold weather (Nucléation par temps froid). P. 193-198.

Étude météorologique sur la formation de gouttelettes de brouillard autour de centres électrisés. A noter principalement que le maximum de nucléation coïncide généralement avec les chutes brusques de température ; d'ailleurs il est évident qu'un refroidissement soudain doit être éminemment favorable à la formation du brouillard.

TAYLOR. — Notes on the coherer (Le cohéreur). — P. 199-222.

On constate à nouveau qu'un cohéreur donné peut fonctionner suivant deux régimes distincts, suivant le voltage et d'autres conditions. Le cohéreur employé dans ce travail est à contact unique et est sensible à des serrages de l'ordre du dix-millionième de pouce.

BECK. — Some experiments in magnetic moments (Mesures magnétiques). P. 224-229.

Étude expérimentale des variations du moment magnétique d'un aimant par flexion, torsion, percussion, échauffement.

ROGERS. — Special cases in the velocity of energy (Cas particulier de propagation de l'énergie). — P. 230-234.

L'énergie est considérée comme liée à un train d'ondes et se propageant avec elles. On étudie spécialement le cas de deux conducteurs tubulaires concentriques de résistance électrique négligeable ; on trouve alors pour la vitesse maximum avec laquelle l'énergie peut être transmise par un champ électromagnétique $V_m = \frac{1}{\sqrt{K\mu}}$, c'est-à-dire la vitesse même des ondes électromagnétiques.

**LYMAN. — An explanation of the false spectra from diffraction gratings (Spectres supplémentaires des réseaux). — P. 257-266.**

Les réseaux présentent parfois, en plus des spectres normaux, d'autres spectres dont la théorie ordinaire est impuissante à rendre compte. L'auteur cherche leur cause dans une irrégularité systématique qui se reproduirait tous les *n* traits, et jouerait ainsi le rôle d'un réseau ayant *n* fois moins de traits que le réseau donné. Cette hypothèse permet d'expliquer les faits observés et de calculer l'ordre des spectres auxquels appartiennent les apparences anormales.

**PALMER. — On the relation of the dielectric constant of water to temperature and to frequency (Constante diélectrique de l'eau en fonction de la température et de la fréquence). — P. 267-278.**

Expériences par la méthode de l'électromètre à quadrant placé dans l'eau. Les résultats peuvent être représentés par la formule

$$K_t = K_{17} [1 + \beta_{17} (t - 17)];$$

le coefficient $\beta$, qui est négatif, dépend de la fréquence ; il est probable qu'il présente un maximum entre les fréquences $10^2$ et $10^8$, pour lesquelles il a la même valeur.

**COBLENZ et GEER. — The infra-red emission spectrum of the mercury arc (Spectre infra-rouge de l'arc au mercure). — P. 279-286.**

Le spectre de la lampe au mercure comprend des bandes bien définies, avec maxima pour les longueurs d'onde $\lambda = 0{,}97 - 1{,}045 - 1{,}285 - 4{,}28 - 4{,}53 - 4{,}73 - 5{,}20 - 5{,}50 - 5{,}73\ \mu$. Les maxima de $0{,}97 - 1{,}045 - 1{,}285\ \mu$ suivent bien la loi des séries spectrales indiquée par Kayser et Runge.

**BARUS. — The relation of ionization to nucleation in the case of phosphorus (Ionisation et nucléation par le phosphore). — P. 287-299.**

L'ionisation par le phosphore disparaît rapidement, tandis que la nucléation continue presque indéfiniment; les nucléi forment un

ensemble électriquement neutre, ce qui prouve que les ions positifs et négatifs disparaissent avec la même vitesse.

GATES. — Effect of heat on excited radioactivity (Effet de la chaleur sur la radioactivité induite). — P. 300-305.

La radioactivité induite n'est pas détruite par la chaleur ; celle des fils chauffée au rouge blanc est projetée avec les particules qui en émanent et transportée intégralement aux solides froids et aux gaz environnants.

ALLAN. — Radioactivity of snow (Radioactivité de la neige). — P. 306-310.

Constaté à nouveau que la neige fraîchement tombée est radioactive, et que cette propriété décroît rapidement avec le temps.

WOODRUFF. — A study of the effect of temperature upon a tuning fork (Effet de la température sur les diapasons). — P. 325-355.

La variation de la hauteur n'est pas fonction linéaire de la température ; elle est proportionnelle à la hauteur ; le coefficient de variation est indépendant des dimensions du diapason et dépend uniquement du coefficient de dilatation et de la variation du coefficient d'élasticité avec la température. Enfin le coefficient d'élasticité de l'acier ne présente ni maxima ni minima entre 100 et 200°, contrairement à l'assertion de Wertheim ; il varie au contraire presque linéairement avec la température.

MOSS. — General law for vapor pressures (Loi générale des tensions de vapeur). — P. 356-363.

Soient $T_a$ et $T_b$ les températures absolues correspondant à une même tension de vapeur pour deux corps A et B, $T'_a$ et $T'_b$ les températures correspondantes à une autre tension de vapeur. Ramsay et Young ont établi que

$$\frac{T_a}{T_b} = \frac{T'_a}{T'_b} + K (T_a - T'_a),$$

K étant une constante caractéristique de A et B.

Si on pose $\frac{T'_a}{T'_b} - KT'_a = c$, cette formule peut s'écrire :

$$\frac{1}{T_b} = c\frac{1}{T_a} + K$$

et, sous cette forme, les tensions de vapeur se prêtent à une représentation graphique très simple ; de nombreuses applications sont faites à divers liquides.

HUMPHREYS. — A comprehensive Boyle's law apparatus (Appareil pour vérifier la loi de Mariotte). — P. 364-369.

COKER. — A flexible joint for securing thermometers and like stems and tubes in vessels under pressure (Joint flexible permettant de fixer dans les vases contenant une pression intérieure les tiges des thermomètres). — P. 370-371.

FRANKLIN. — Derivation of equation of decaying sound in a room and definitions of open window equivalent of absorbing power (Détermination de l'énergie sonore qui s'échappe par une ouverture d'aire donnée). — P. 372-374.

Vol. XVII ; juillet-décembre 1903.

NUTTING. — Ultra-violet rotatory dispersion (Dispersion rotatoire dans l'ultra-violet). — P. 1-25.

Étude de la polarisation rotatoire, entre les longueurs d'onde $\lambda = 600\ \mu\mu$ et $\lambda = 250\ \mu\mu$, dans les corps suivants : sucre de canne, camphre, limonène, pinène, lactose, maltose, glucose, acide tartrique, tartrate d'ammoniaque, sel de Rochelle, tartre émétique. Les résultats sont obtenus par la méthode d'enregistrement photographique. Une étude théorique, dérivée de la théorie électromagnétique de la lumière, exprime la rotation par une formule qui rend compte des variations rapides au voisinage des bandes d'absorption.

NICHOLS et HULL. — The pression due to radiation (Pression produite par la radiation). — P. 26-59 et p. 91-104.

Ce mémoire fondamental développe et complète les résultats déjà obtenus par les auteurs pour la vérification de la loi de Maxwell-Bartoli (la pression due à la radiation est égale à l'énergie par unité

de volume). Les premières expériences avaient confirmé la loi à 20 0/0 près; reprises avec les précautions les plus minutieuses, elles ont donné les résultats suivants, pour la pression $p$ mesurée directement et calculée par la loi de Maxwell :

| Radiation transmise à travers | $p$ observé en $10^{-5}$ dynes | $p$ calculé en $10^{-5}$ dynes |
|---|---|---|
| L'air............. | $7,01 \pm 0,02$ | $7,05 \pm 0,03$ |
| Un verre rouge... | $6,94 \pm 0,02$ | $6,86 \pm 0,03$ |
| L'eau............ | $6,52 \pm 0,03$ | $6,48 \pm 0,04$ |

Ces résultats constituent donc une vérification quantitative excellente de la loi. Les auteurs font remarquer incidemment que c'est à tort qu'on attribue parfois la rotation du radiomètre à la pression lumineuse sur les ailettes : l'action exercée sur ces ailettes est 100000 fois plus grande que celle due à la seule pression de l'éther.

W. COBLENZ. — Some optical properties of iodine (Propriétés optiques de l'iode). — III, p. 51-59.

Il existe deux espèces de solutions de l'iode, suivant le dissolvant, les unes brunes par transparence, les autres transparentes pour le violet et l'ultra-violet. Les premières contiendraient l'iode sous forme de molécule $I^4$, et les secondes sous la forme $I^2$ ou $I^3$.

HARTMAN. — A spectrophotometric study of the luminous radiation from the Nernst lamp glower under varying current density (Radiations de la lampe Nernst pour différentes densités de courant). — P. 65-90.

L'émission de la lampe Nernst est relativement riche en radiations moyennes du spectre lumineux. Des courbes font connaître la répartition des intensités, comparativement à celles de la lampe Heffner et de l'acétylène, pour les diverses longueurs d'onde. On n'y remarque aucune radiation sélective.

MAGIE. — The specific heat of solutions (Chaleur spécifique des solutions). P. 105-116.

Les isomères se comportent différemment, tant au point de vue de leur chaleur de dissolution qu'à celui de leur chaleur spécifique moléculaire. Il n'y a pas de relation générale entre les chaleurs de

solution et le nombre des degrés de liberté, estimés d'après les observations de Schlamp sur les liquides à 100°.

BUCKINGHAM. — On a mechanical method for tracing the curves $x_k y$ = Constant (Méthode pour le tracé graphique des hyperboles $x_k y$ = C$^{te}$). — P. 117-121.

MORSE et PIERCE. — Diffusion and supersaturation in gelatine (Diffusion et sursaturation dans la gélatine). — P. 129-150.

L'auteur prend pour point de départ l'observation suivante de Liesegang : quand on laisse tomber une goutte de nitrate d'argent sur une plaque de verre couverte de gélatine imprégnée de chromate de potassium, il se forme un précipité de chromate d'argent qui se développe peu à peu sous forme d'anneaux concentriques autour du point où est tombée la goutte. Ostwald voit dans ce phénomène un effet de sursaturation ; en étudiant la formation de ce précipité dans des tubes étroits, l'auteur a constaté l'existence d'un produit constant $Ag^2 \times CrO^4 = K$, qui détermine la limite de sursaturation en l'absence de la phase solide.

ALLEN. — The hypotheses of color vision (Hypothèses sur la vision colorée). — P. 151-174.

Cet article contient uniquement un exposé historique très développé et en même temps un essai de classification logique des hypothèses et des doctrines sur la vision et la distinction des couleurs.

IVES. — On the asymmetry of a mercury break (Dissymétrie de l'interrupteur à mercure). — P. 175-178.

Quand une tige métallique plongeant dans du mercure joue le rôle d'interrupteur, le courant passe mieux quand le mercure est relié au pôle positif ; cet effet n'est pas attribuable à ce que l'étincelle éclate entre une pointe et un plan.

SMITH. — A determination of the heat of fusion of the ice (Chaleur de fusion de la glace). — P. 193-232.

La glace, placée dans un tube isolant Dewar-d'Arsonval à double

paroi, est fondue par un courant électrique. La moyenne des expériences donne pour la chaleur de fusion 334,21 ± 0,08 joule ; si la calorie vaut 4,1832 joules, la chaleur de fusion = 79,896 calories.

BARUS. — The coronal method of estimating atmospheric nucleation (Méthode coronale pour apprécier la nucléation atmosphérique). — P. 233-244.

La nucléation consiste dans la précipitation de l'humidité atmosphérique sous forme de gouttelettes de brouillard, autour de centres de condensation préexistant dans l'atmosphère. L'auteur étudie une méthode pour apprécier cette condensation d'après l'aspect des couronnes de diffraction qui se forment autour des sources lumineuses.

HALL. — Do falling bodies move south ? (Les corps qui tombent sont-ils déviés vers le sud ?) — P. 179-190 et 245-254.

L'étude faite d'après la chute de balles du haut d'une tour de 23 mètres manifeste une déviation sensible vers l'est, conforme à la formule de Gauss ; mais la déviation vers le sud est loin de paraître assurée, et l'auteur n'ose conclure à sa réalité.

MAC-CLELLAN. — The thermo-electric behavios of nikel nitrate (Pouvoir thermo-électrique du nitrate de nickel). — P. 255-266.

Le pouvoir thermo-électrique du nitrate de nickel dissous présente les plus grandes irrégularités suivant les conditions de la mesure. Le procédé expérimental employé présente comme horizontalité l'emploi d'électrodes oscillantes fixées aux extrémités d'un électro-diapason. Il semble résulter de ce travail que la thermo-électricité vraie de l'azotate de nickel est très faible et que les effets obtenus généralement sont dus à la polarisation et à la présence de l'air dans la solution.

NICHOLS et COBLENTZ. — On methods of measuring radiant efficiencies (Sur la mesure du rendement lumineux). — P. 267-276.

Quand on cherche à évaluer la fraction de l'énergie totale rayonnée par une source, afférente aux radiations lumineuses, on interpose

souvent sur le trajet des radiations une cuve d'eau qui est censée absorber les radiations infra-rouges. Cette méthode donne des résultats incorrects, mais on peut la compléter en mesurant l'absorption par une solution d'iode dans le sulfure de carbone.

BUCKINGHAM. — Note on the deduction of Stefan's law (Démonstration de la loi de Stéfan). — P. 277-280.

La démonstration classique de Boltzmann est reprise sous une forme un peu différente en partant du principe de l'énergie libre : la diminution de l'énergie libre d'un système pendant une transformation réversible et isothermique est égale à la diminution de l'énergie totale, moins le produit de la température absolue par la variation d'entreprise.

NUTTING. — The distribution of motion in a conducting gas (Distribution des mouvements moléculaires dans un gaz traversé par un courant). — P. 281-285.

Une pile thermo-électrique est placée dans un tube contenant un gaz raréfié traversé par un courant continu à 4000 volts. On constate que la température donnée par cette pile est plus grande quand sa face est normale au flux électrique que lorsqu'elle lui est parallèle. La différence est maximum et très grande pour des pressions voisines de $0^{mm},06$. En prenant la pile thermo-électrique pour cathode ou pour anode, on observe que l'effet thermique est indépendant de la pression gazeuse et proportionnel à l'intensité du courant électrique.

ROBINSON. — Some further experiments with the coherer (Expériences avec le cohéreur). — P. 286-291.

EWELL. — Magnetic double refraction (Double réfraction magnétique). P. 292-301.

Étude de la double réfraction acquise dans un champ magnétique par les solutions de fer colloïdal (phénomène de Quirino Majorana).

Conclusions : la double réfraction est proportionnelle au carré du champ magnétique; elle est proportionnelle à la concentration pour les concentrations faibles. Les solutions actives négatives perdent

leur activité quand on les chauffe à 40°, et aux températures supérieures elles deviennent positives; en les refroidissant, on retrouve les mêmes changements en sens inverse.

ANGSTRÖM. — Energy in the visible spectrum of the Hefner Standard (Énergie dans le spectre visible de l'étalon Hefner). — P. 302-314.

L'énergie totale rayonnée par cet étalon vaut 0,0000215 calorie-gramme par seconde, par centimètre carré et par bougie-mètre. Le rendement lumineux est 0,0096. Enfin, la distribution de l'énergie dans son spectre, comparé avec les formules de Planck et de Wien, donne pour la température absolue de sa flamme $T = 1830°$.

DREW. — The luminous efficiency of vacuum tube radiation (Rendement lumineux du tube de Geissler). — P. 321-354.

L'ensemble des faits observés est d'accord avec l'hypothèse d'après laquelle la radiation émise est due à des collisions entre les corpuscules électrisés et les molécules neutres du gaz, la proportion des radiations de courte longueur d'onde croissant avec l'énergie de ces collisions.

Le rendement lumineux d'un tube de Geissler, rempli d'air à la pression de 1 millimètre, est approximativement de 0,20; une fraction considérable de cette énergie est constituée par une radiation unique, ou un groupe de radiations très voisines, de longueur d'onde $\lambda = 4,75\ \mu$.

ZELENY. — On electrifications produced by gases that have been exposed to Röntgen rays (Electrisations par les gaz exposés aux rayons X). — P. 355-370.

L'air préalablement röntgenisé qui circule dans des tubes métalliques est chargé positivement, tant qu'il reste conducteur; quant au tube lui-même, il peut recevoir une charge positive ou négative, suivant la vitesse du courant gazeux; dans des conditions convenables, la première partie du tube peut prendre une charge négative, tandis que l'autre extrémité se charge positivement. En employant un courant d'acide carbonique humide, les charges développées dans le gaz et sur le métal sont inverses de celles qui se

produisent dans les mêmes conditions avec l'air, sec ou humide, ou l'acide carbonique sec.

Ces résultats paraissent s'expliquer par l'inégale vitesse de diffusion des ions positifs et négatifs dans les gaz ; l'hypothèse de Villari, d'après laquelle le frottement du gaz ionisé contre les parois métalliques produit une séparation des deux électricités, paraît insuffisante pour expliquer les phénomènes.

INGERSOLL. — On the radiant efficiency of the Nernst lamp (Rendement lumineux de la lampe Nernst). — P. 371-377.

Le rendement varie avec le temps, depuis 4,70 0/0 pour la lampe neuve jusqu'à 3,60 0/0 pour la lampe très âgée. Le crayon de magnésie paraît se comporter, dans l'application de la loi de Wien, comme un corps noir, et alors la température absolue d'une lampe consommant 89 watts sous 110 volts serait de 2360°.

FERGUSON. — Quaternions in electrical calculations (Applications des quaternions à quelques problèmes d'électricité). — P. 378-381.

BUCKINGHAM. — A construction for direct reading scales for the slide wiret bridge (Echelle à lecture directe pour le pont à fil). — P. 382-383.

WENNER. — A method for the comparison of low resistances (Méthode pour la comparaison des faibles résistances). — P. 384.

CREMIEU et PENDER. — On the magnetic effect of electric convection (Effet magnétique de la convection électrique). — P. 385-409.

ZAHM. — Measurement of air velocity and pressure (Mesure de la vitesse et de la pression du vent). — P. 410-423.

Description de deux appareils dont l'un, modification du tube de Pitot, mesure la différence entre la pression statique et la pression cinétique de l'air, d'où on peut déduire sa vitesse ; l'autre, nommé ballon-anémomètre, est fondé sur la vitesse de déplacement d'un ballonnet entraîné par un courant d'air. Comparaison de ces instruments avec l'anémomètre de Dines.

PEGRAM. — Secondary radioactivity in the electrolysis of thorium solutions (Radioactivité induite pendant l'électrolyse des sels de thorium). — P. 424-440.

L'électrolyse des solutions de nitrate de thorium impur donne sur l'anode un dépôt de peroxyde de plomb dont la radio-activité, très

énergique; croît pendant deux heures, puis se réduit de moitié au bout de onze heures; elle est due principalement à des radiations peu pénétrantes du type α. Avec le nitrate pur, bien qu'il n'y ait pas de dépôt visible sur l'anode, celle-ci est cependant radioactive; mais cette propriété s'évanouit rapidement. Les gaz dégagés sont également radioactifs pendant quelques minutes; il en est de même des précipités obtenus par voie chimique. Ces propriétés suggèrent que la radioactivité est attachée à la présence d'une substance qui accompagne les corps mis en liberté dans ces différents cas.

SANFORD. — On an undescribed form of radiations (Sur une nouvelle espèce de radiations). — P. 441-459.

Si les extrémités du secondaire d'une bobine sont reliées aux deux armatures d'un condensateur, une radiation est émise par la cathode chaque fois que le primaire est interrompu. Cette radiation peut être réfléchie, réfractée et polarisée comme la lumière ; elle excite la fluorescence et agit sur les plaques photographiques. Un ensemble de déterminations, à la vérité peu précises, la placerait dans l'ultraviolet au voisinage de 300 à 400 $\mu\mu$. Si elle vient à frapper un corps, ce corps émet à son tour un rayonnement secondaire, sur toutes ses faces s'il est métallique, et seulement sur la partie frappée si ce corps est isolant. Il semble d'ailleurs que le rayonnement secondaire dépende de la nature du corps d'où il émane; cette différence se manifeste principalement dans les phénomènes d'absorption.

TATNALL. — On the theory of the compound pendulum (Théorie du pendule composé). — P. 460-468.

On étudie le mouvement d'un pendule composé de deux masses rigides, dont l'une porte le couteau, tandis que l'autre peut glisser sur la première et être fixée au point voulu ; on se propose de chercher comment la période du pendule dépend de la position de la masse mobile. Le calcul établit la proposition suivante, vérifiée ensuite sur un pendule de Kater : Si on déplace la masse additionnelle vers le bas à partir de l'axe d'oscillation, la période d'oscillation passe par un minimum.

SHEARER. — The heat of vaporization of oxygen, nitrogen and air (Chaleurs de vaporisation de l'oxygène, de l'azote et de l'air). — P. 469-475.

Travail sans conclusions.

STEWART. — The spectral energy curve of a black body at room temperature (Rayonnement d'un corps noir à la température ordinaire). — P. 476-483.

En opérant avec le radiomètre à déflexion, à la température de 24°, on observe que le maximum d'énergie rayonnée correspond à $\lambda_m = 9,2\ \mu$. L'équation $\lambda_m T = A$, dans laquelle A a été déterminé par Paschen et par Lummer et Pringsheim, donnerait $\lambda_m = 9,8\ \mu$ ; l'auteur propose plusieurs explications de la différence entre ces deux valeurs de $\lambda_m$.

Vol. XVIII ; janvier, février, mars 1904.

WILLARD et WOODMAN. — A study of radiations emitted by a Righi vibrator (Radiations émises par un excitateur de Righi). — P. 1-22.

Les vibrations, dirigées par des miroirs paraboliques, sont reçues sur un élément thermo-électrique relié à un galvanomètre. Conclusions : 1° La mesure de l'énergie par un récepteur linéaire montre l'existence d'une vibration fondamentale et des harmoniques supérieurs ; 2° La longueur d'onde $\lambda$ et la longueur $l$ du récepteur sont reliées par une expression $\mu$ de la forme $\lambda = K\ (l + a)$ ; 3° L'amortissement d'un oscillateur de Righi est moindre que la valeur théorique calculée par Thomson pour une sphère unique ; 4° Les longueurs d'onde ne dépendent pas de l'intervalle entre les sphères ; 5° L'ensemble des phénomènes observés paraît conforme à l'hypothèse de Bjerknes et Poincaré.

COOK. — On the theory of the electrolytic rectifier (Théorie du redresseur électrolytique). — P. 23-39.

Des expériences décrites, l'auteur dégage les conclusions suivantes : La résistance apparente de l'anode d'aluminium dans l'alun de potasse n'est pas de nature ohmique, mais est due à une résistance au transport des ions, et se manifeste par une force contre-électro-

motrice; la pellicule d'alumine empêche les ions d'atteindre l'anode autour de laquelle ils s'accumulent. Quand le potentiel atteint la valeur limite pour laquelle le courant passe, la couche d'alumine devient cristalline et se brise en laissant passer les ions.

KRAUSS. — The electrical conductivity of solutions in methyl alcohol in the neighbourhood of their critical point (Conductibilité de solutions dans l'alcool méthylique au voisinage de la température critique). — P. 40-56 et 89-103.

Les solutions dans les alcools méthylique et éthylique présentent un maximum de conductibilité électrique, les premières vers 150°, les secondes vers 100°. Toutes deux, surtout les secondes, sont conductrices au delà de leur température critique. Le coefficient de variation avec la température de la solubilité d'un corps dans l'alcool méthylique éprouve une variation brusque au point critique. Une vapeur non saturée ne manifeste aucune discontinuité au point critique du dissolvant ; au contraire, les solutions formées de molécules gazogéniques et liquidogéniques manifestent un grand changement de conductibilité immédiatement au-dessus du point critique ; la vapeur du dissolvant peut, elle-même, devenir très conductrice au voisinage de cette température.

GRAY. — A convenient method of mounting carbon resistance (Procédé de montage des résistances en carbone). — P. 57.

MILLS. — On the velocity of light in a magnetic field (Vitesse de la lumière dans un champ magnétique). — P. 65-69.

Les deux rayons interférents d'un interféromètre Michelson traversent deux colonnes de sulfure de carbone entourées de bobines de même nombre de tours de fil ; dans l'une des bobines, deux moitiés de l'enroulement détruisent leurs effets magnétiques, tout en produisant le même effet thermique que l'autre bobine. Si on fait passer le courant dans les deux solénoïdes, on n'observe aucun déplacement des franges d'interférence ; donc la lumière n'a éprouvé aucun changement appréciable de vitesse en traversant le champ magnétique.

BRACE. — A halfshade elliptical polarizer and compensator (Polariseur elliptique et compensateur à pénombre). — P. 70-88.

BARNETT. — Some experiments on the polarization and recovery of cadmium cells (Polarisation et dépolarisation des piles au cadmium). — P. 104-115.

Étude de quelques éléments au cadmium, sans aucune conclusion générale.

DOUBT. — The effect of the intensity upon the velocity of light (Effet de l'intensité de la lumière sur sa vitesse). — P. 129-134.

On s'arrange pour faire parcourir aux deux rayons interférents de l'appareil de Michelson deux chemins égaux, de 4 à 5 mètres, sous des intensités très inégales (1 à 290000), et on les ramène à l'égalité d'intensité nécessaire pour observer les franges d'interférence à l'aide de verres argentés transparents. La sensibilité de l'appareil est telle qu'un déplacement d'un trentième de frange, possible à apprécier, permettrait de déceler un changement de 1 mètre par seconde dans la vitesse ; or les résultats ont été négatifs, qu'on opérât dans l'air, dans l'eau ou dans le sulfure de carbone.

Ces résultats paraissent en contradiction avec ceux d'Ebert, qui, prenant pour source des raies métalliques, a constaté qu'un changement d'intensité dans le rapport de 1 à 20 faisait varier la longueur d'onde, c'est-à-dire la vitesse de la lumière, de $\frac{1}{860000}$ de sa valeur.

GATES. — On the nature of certain radiations from the sulphate of quinine (Radiations du sulfate de quinine). — P. 135-145.

Étude entreprise pour vérifier les propriétés, découvertes par M. G. Le Bon, des radiations émises par le sulfate de quinine. Ce corps, chauffé entre 100 et 180°, paraît lumineux pendant son refroidissement ; si en même temps on le place entre les deux plateaux d'un électromètre, on constate qu'il rend l'air conducteur. L'ionisation ne se produit que pendant le refroidissement du sulfate de quinine ; en accroissant l'intensité du champ entre les deux plateaux, on n'a pu constater aucun effet de saturation ; le courant reste rigou-

reusement proportionnel au champ. Les radiations du sulfate de quinine sont absorbées par une couche d'air de 2 ou 3 millimètres, ainsi que par une lame très mince d'aluminium ; enfin, quand on renverse le sens du champ électrique, la vitesse d'ionisation change; elle est toujours plus grande quand le plateau qui supporte la quinine est relié au pôle positif. Tous ces résultats établissent une différence très nette entre le rayonnement du sulfate de quinine et celui des corps radioactifs.

JONES et GETMAN. — **A study of the molecular freezing point of water produced by concentrated solutions of electrolytes (Cryoscopie des électrolytes en solutions concentrées). — P. 146-183.**

Les courbes, lieux des points de congélation aux diverses concentrations, présentent un minimum comme celles relatives à l'ébullition; mais le minimum de ces dernières correspond à une concentration plus grande que celui des premières; ce résultat est d'accord avec l'existence d'hydrates dans les solutions concentrées ; on peut, d'après les données numériques, calculer les compositions de ces hydrates.

TROWBRIDGE. — **A method for the determination of coefficients of mutual induction (Détermination des coefficients d'induction mutuelle). — P. 184-186.**

Méthode fondée sur cette propriété que deux bobines associées en série sont équivalentes à une seule bobine de self-induction égale à la somme des selfs de chacune d'elles, accrue de deux fois le coefficient d'induction mutuelle.

L. HOULLEVIGUE.

---

# COHÉSION DIÉLECTRIQUE DES MÉLANGES ;

Par M. E. BOUTY [1].

## INTRODUCTION.

1. Dans un premier mémoire [2], j'ai précisé la notion de *cohésion diélectrique* d'un gaz et montré, par quelques exemples, dans quelles conditions cet élément doit être déterminé, quelle est la précision que comportent les mesures, enfin quels liens unissent la cohésion diélectrique et les champs critiques à la distance explosive.

2. J'ai montré dans un second mémoire [3] que la cohésion diélectrique à volume constant est un élément indépendant de la température, comme la densité ou l'indice de réfraction. C'est une constante caractéristique d'une propriété atomique.

3. Il était intéressant de savoir si cette propriété se conserve dans les mélanges de gaz sans action chimique. On sait qu'au degré d'approximation que comporte la fiction des gaz parfaits chaque gaz conserve dans un tel mélange la densité qui lui est propre : c'est-à-dire que, V, $v_1$, $v_2$, $v_3$, ... représentant les volumes, sous une même pression arbitraire, du mélange et des gaz mêlés, D, $d_1$, $d_2$, $d_3$, ... les densités correspondantes, on a :

$$VD = v_1d_1 + v_2d_2 + v_3d_3 + ... = \Sigma vd. \tag{1}$$

Cette équation exprime que chaque gaz conserve dans le mélange ce qu'on peut appeler son *individualité moléculaire*.

4. La cohésion diélectrique à volume constant, invariable avec la température comme la densité à volume constant, se conserve-t-elle aussi sans altération dans les mélanges, de telle sorte que, C, $c_1$, $c_2$, $c_3$ représentant la cohésion diélectrique du mélange et de ses composants, on ait :

$$VC = v_1c_1 + v_2c_2 + v_3c_3 ... = \Sigma vc? \tag{2}$$

[1] Communication faite à la Société française de Physique, séance du 1er juillet 1904. — Ce mémoire développe et remplace les notes suivantes publiées dans les *Comptes Rendus de l'Académie des sciences* : 1° *Sur la cohésion diélectrique des mélanges gazeux*, t. CXXXVI, p. 669 ; 1903 ; — 2° *Cohésion diélectrique de l'argon et de ses mélanges*, t. CXXXVII, p. 616 ; 1904.

[2] Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 401 ; 1903.

[3] *Ibid.*, t. III, p. 12 ; 1904.

Cette équation, exprimant ce que nous appellerons désormais *la loi des moyennes*, manifeste la conservation de l'individualité des gaz mêlés, au point de vue *électrique* ou *ionique;* il n'est nullement évident *a priori* que cette nouvelle sorte d'individualité accompagne nécessairement la première.

Il convient donc d'étudier avec soin des mélanges très divers. Nous devrons surtout nous garder des généralisations trop hâtives.

5. La cohésion diélectrique n'est pas susceptible de mesure directe. Ce sont les champs critiques qui font l'objet immédiat de nos comparaisons.

Nous avons démontré que le champ critique est la somme de deux termes : l'un largement prépondérant aux pressions supérieures à quelques millimètres de mercure (*pressions élevées*) ; l'autre important seulement aux pressions inférieures à 1 millimètre par exemple (*pressions basses*). Ce dernier terme est lié à l'état de la paroi, ou mieux de la couche gazeuse adhérente. Nous savons déjà qu'il est plus ou moins profondément altéré par une élévation de température [1]. Nous devons nous attendre aussi à ce qu'il ne se conserve point dans les mélanges. Soient $Y, y_1, y_2, \ldots$ les champs critiques du mélange et des composants pour une même pression arbitraire. La relation :

$$VY = \Sigma vy, \qquad (3)$$

exprimant, comme la relation (2), une loi de moyenne, a peu de chance de se trouver vérifiée d'une manière générale ; mais elle peut s'approcher de plus en plus d'être exacte à mesure que la pression s'élève, et alors sa vérification entraîne celle de la relation (2).

6. Nous pouvons procéder de deux manières : soit comparer les valeurs de VY et de $\Sigma vy$ pour toutes les pressions, soit employer l'ensemble des mesures exécutées sur un mélange à déterminer la cohésion diélectrique C qui lui est propre, et comparer VC et $\Sigma vc$. Ces deux méthodes se contrôlent mutuellement ; nous les avons employées tour à tour.

7. La vérification des formules (2) ou (3) ne comportant de précision qu'à la condition que les cohésions diélectriques à comparer soient assez largement différentes, j'ai particulièrement insisté sur les mélanges dont l'un des éléments est l'hydrogène; ce gaz présente

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 26 ; 1904.

en effet une cohésion diélectrique très notablement inférieure à celle de tous les gaz communs.

L'argon jouit de propriétés électriques exceptionnelles, et ses mélanges ont aussi fait l'objet d'une étude spéciale.

8. Toutes les mesures relatées dans ce mémoire sont absolument comparables entre elles. Elles ont été faites par la méthode des effluves, avec un même ballon plat de verre de $5^{cm},4$ d'épaisseur placé entre deux plateaux métalliques dont le plus petit avait 32 centimètres de diamètre. La distance des plateaux était de $6^{cm},5$. Ce sont les conditions mêmes dans lesquelles ont été déterminés, pour l'hydrogène, l'air et l'acide carbonique, les nombres définitifs que j'ai publiés antérieurement [1].

## CHAPITRE I.

### ÉTUDE DES GAZ EMPLOYÉS DANS LES MÉLANGES.

9. Parmi les gaz employés se trouvent l'hydrogène, l'air et l'acide carbonique. Pour ces gaz, il suffira de rappeler les formules empiriques qui représentent le mieux les observations déjà publiées [2].

*Hydrogène.* — Cohésion diélectrique, 205.

$$y = 205\sqrt{p(p+2,25)} + \frac{0,034}{p^2}. \tag{4}$$

*Air.* — Cohésion diélectrique, 419.

$$y = 419\sqrt{p(p+1,4)} + \frac{0,84}{p}. \tag{5}$$

*Acide carbonique.* — Cohésion diélectrique, 418.

$$y = 62 + 418\sqrt{p(p+0,8)} + \frac{0,00052}{p^2}. \tag{6}$$

Les pressions $p$ sont évaluées en centimètres de mercure; les champs critiques $y$, en volts par centimètre.

10. A ces trois gaz, on a joint l'oxyde de carbone, le protoxyde d'azote, l'azote atmosphérique, enfin l'acétylène, auxquels se rapportent les tableaux I, II, III, IV.

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 413, 415 et 416; 1903.
(2) *Loc. cit.*

Quant à l'argon, son étude se trouve inséparable de celle de ses mélanges et donnera lieu à un chapitre spécial.

11. *Oxyde de carbone.* — Ce gaz, préparé par l'action de l'acide sulfurique pur sur l'acide formique pur, était entièrement absorbable par le sous-chlorure de cuivre en dissolution dans l'acide chlorhydrique. Il a fourni des résultats extrêmement réguliers, comme le montre le tableau suivant :

I. — *Oxyde de carbone.*

| Pression | $y$ | | |
|---|---|---|---|
| | Observé | Calculé | Différence |
| 4,351 | 2420 | 2439 | + 19 |
| 3,942 | 2206 | 2221 | + 15 |
| 3,024 | 1770 | 1756 | — 14 |
| 2,330 | 1391 | 1398 | + 7 |
| 1,662 | 1085 | 1054 | — 31 |
| 0,938 | 681 | 673 | — 9 |
| 0,392 | 368 | 370 | + 2 |
| 0,192 | 231,5 | 244 | + 12,5 |
| 0,1144 | 186 | 187 | + 1 |
| 0,0969 | 163,5 | 172 | + 8,5 |
| 0,0609 | 134 | 139 | + 5 |
| 0,0322 | 97 | 97 | 0 |
| 0,0150 | 89 | 85,5 | — 3,5 |
| 0,0183 | 81 | 89 | + 8 |
| 0,0100 | 90,5 | 81 | — 9,5 |
| 0,00565 | 108,5 | 97 | — 11,5 |
| 0,00317 | 172 | 177 | + 5 |
| 0,00238 | 275 | 274 | — 1 |
| 0,00178 | 434 | 451 | + 13 |
| 0,00129 | 838 | 819 | — 19 |

Les nombres calculés ont été obtenus par la formule :

$$(7) \qquad y = 22 + 510\sqrt{p(p+0,8)} + \frac{0,0013}{p^2}.$$

La cohésion diélectrique est mesurée par le nombre 510.

12. *Azote atmosphérique.* — Gaz préparé en absorbant l'oxygène de l'air par le cuivre en présence de l'ammoniaque. Le gaz était ensuite desséché et débarrassé de toute trace d'ammoniaque par son passage à travers un flacon laveur à acide sulfurique.

II. — *Azote atmosphérique.*

| Pression | $y$ Observé | $y$ Calculé | $y$ Différence |
|---|---|---|---|
| 4,715 | 2412 | 2414 | + 2 |
| 4,065 | 2082 | 2110 | + 28 |
| 3,327 | 1785 | 1764 | — 21 |
| 2,471 | 1375 | 1361 | — 14 |
| 1,238 | 769 | 774 | + 5 |
| 0,375 | 302,5 | 337 | + 34,5 |
| 0,183 | 183 | 221 | + 38 |
| 0,1049 | 162,5 | 167,5 | + 5 |
| 0,04077 | 139,5 | 120 | — 19,5 |
| 0,01758 | 128 | 120,5 | — 7,5 |
| 0,00679 | 181 | 185 | + 4 |
| 0,00386 | 242 | 287 | + 45 |
| 0,00210 | 457 | 497 | + 40 |
| 0,00118 | 878 | 854 | — 15 |
| 0,00099 | 1047 | 1021 | — 26 |

**Formule empirique :**

$$y = 465\sqrt{p\,(p+1)} + \frac{1}{p}. \tag{8}$$

**La cohésion diélectrique est 465.**

**13.** *Acétylène.* — **Gaz préparé par l'action de l'eau sur le carbure de calcium commercial et desséché par son passage sur de l'anhydride phosphorique :**

III. — *Acétylène.*

| Pression | $y$ Observé | $y$ Calculé | $y$ Différence |
|---|---|---|---|
| 3,602 | 2548 | 2386 | + 38 |
| 3,045 | 2065 | 2061 | — 4 |
| 2,586 | 1785 | 1791 | + 6 |
| 1,897 | 1421 | 1406 | — 15 |
| 1,359 | 1106 | 1060 | — 46 |
| 0,766 | 715 | 717 | + 2 |
| 0,197 | 265 | 257 | — 8 |
| 0,0129 | 144 | 175 | + 31 |
| 0,0406 | 127 | 134 | + 7 |
| 0,0202 | 106 | 115 | + 9 |
| 0,01198 | 99 | 97 | — 2 |
| 0,00648 | 108 | 105 | — 3 |
| 0,00337 | 145 | 142 | — 1 |
| 0,00210 | 195 | 199 | + 4 |
| 0,00115 | 310 | 313 | + 3 |

La formule empirique qui a servi à calculer les nombres de la troisième colonne est :

$$y = 580 \sqrt{p (p + 1,1)} + \frac{0,36}{p}. \tag{9}$$

La cohésion diélectrique est égale à 580.

14. *Protoxyde d'azote.* — Obtenu à l'aide du protoxyde d'azote liquide, sans recourir à la solidification.

IV. — *Protoxyde d'azote.*

| Pression | y Observé | y Calculé | y Différence | |
|---|---|---|---|---|
| 4,007 | 2475 | 2500 | + 25 | |
| 3,682 | 2341 | 2323 | — 18 | |
| 2,958 | 1885 | 1928 | + 43 | |
| 1,096 | 1175 | 1180 | + 5 | |
| 0,496 | 547 | 522 | — 25 | |
| 0,0997 | 218 | 213 | — 5 | |
| 0,0320 | 234 | 131 | — 103 | plate-forme |
| 0,0137 | 220 | 111 | — 109 | plate-forme |
| 0,00622 | 237 | 131 | — 106 | plate-forme |
| 0,00177 | 333 | 307 | — 26 | |
| 0,00088 | 540 | 589 | + 49 | |

La formule employée :

$$y = 537 \sqrt{p(p + 1,4)} + \frac{0,5}{p} \tag{10}$$

représente fidèlement les résultats, sauf au voisinage du minimum.

La cohésion diélectrique est 537.

15. Il se présente ici une particularité curieuse. Les effluves sont peu lumineuses dans le protoxyde d'azote. Or, comme l'énergie de la décharge doit toujours dépasser une certaine limite pour fournir une lueur perceptible, il s'est trouvé, de part et d'autre du minimum du champ critique, un intervalle dans lequel la décharge minimum m'a certainement échappé. Pour apercevoir quelque chose, il a fallu atteindre un champ à peu près uniforme, de 220 à 230 volts par centimètre.

La courbe en $p$ et $y$, relative aux champs critiques *observés*, présente donc, dans la région du minimum, une portion rectiligne horizontale, sorte de *plate-forme* artificielle qui disparaîtrait si l'on faisait usage de la mesure des capacités.

En effet, d'anciennes expériences que je ne crois pas utile de rapporter (¹) avaient été effectuées par cette dernière méthode sur du protoxyde de même provenance. Je n'eus aucune peine à représenter l'ensemble des mesures par une formule applicable même au voisinage du minimum.

16. J'insiste sur la comparabilité de tous les nombres qui précèdent. Les valeurs absolues des cohésions diélectriques pourront être légèrement modifiées, pour tenir compte du pouvoir diélectrique des enveloppes ou de l'effet des bords du condensateur (²) ; mais leurs valeurs relatives doivent être correctes à moins de 1 0/0 près.

## CHAPITRE II.

### COHÉSION DIÉLECTRIQUE CALCULABLE PAR LA LOI DES MOYENNES.

17. *Oxyde de carbone et hydrogène.* — Le mélange étudié contenait 51,3 d'hydrogène et 48,7 d'oxyde de carbone.

V. — *Mélange d'oxyde de carbone et d'hydrogène :* 51,3 0/0 *d'hydrogène.*

| Pression | Y | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Observé | Calcul de moyenne | Différence | Form. empirique | Différence |
| 6,240 | 2438 | 2423 | — 15 | 2442 | + 4 |
| 5,777 | 2281 | 2258 | — 23 | 2279 | — 2 |
| 4,499 | 1858 | 1804 | — 54 | 1821 | — 37 |
| 3,345 | 1348 | 1391 | + 43 | 1405 | + 57 |
| 2,395 | 1097 | 1048 | — 49 | 1060 | — 37 |
| 1,338 | 700 | 661 | — 39 | 705 | + 5 |
| 0,403 | 296 | 274 | — 22 | 300 | + 4 |
| 0,165 | 157 | 167 | + 10 | 182 | + 25 |
| 0,0854 | 119 | 128,5 | + 9,5 | 131 | + 12 |
| 0,0341 | 87 | 97,4 | + 10,4 | 89 | + 2 |
| 0,01854 | 79,5 | 115,5 | + 36 | 74 | — 5,5 |
| 0,00706 | 101 | 403 | + 302 | 96 | — 5 |
| 0,00389 | 185 | | | 203 | + 18 |
| 0,00210 | 622 | | | 598 | — 24 |
| 0,00153 | 944 | | | 1096 | + 152 |
| 0,00112 | 1079 | | | | |

Bien que la formule empirique (7) relative à l'oxyde de carbone

(¹) Toutes les précautions, révélées depuis indispensables, n'ayant pas été observées, ces expériences ne sont pas directement comparables aux précédentes.

(²) Voir *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. II, p. 406-408 ; 1903.

n'ait été vérifiée que jusqu'à la pression de 4,35 centimètres et qu'on ait dû en faire usage jusqu'à 6,24 centimètres, on voit que les nombres de la troisième colonne, calculés en supposant exacte la loi des moyennes [formule (3)], sont toujours acceptables au-dessus du minimum du champ critique; mais ils s'écartent beaucoup de la vérité pour des pressions inférieures à un cinquième de millimètre. Le calcul n'a d'ailleurs été poussé que jusqu'à la pression à partir de laquelle la formule empirique (4) de l'hydrogène cesse d'être applicable.

Ainsi, pour un mélange d'oxyde de carbone et d'hydrogène, *la loi des moyennes s'applique avec succès au calcul des champs critiques* Y [formule (3)] *pour toute la branche supérieure de la courbe des champs critiques; elle est donc applicable au calcul de la cohésion diélectrique* C *du mélange* [formule (2)].

*La même loi s'éloigne beaucoup d'être exacte quand on considère les champs critiques* Y *du mélange aux pressions très basses.*

18. On arrive à cette double conclusion d'une manière encore plus frappante en cherchant à représenter les champs critiques Y du mélange par une formule empirique indépendante, c'est-à-dire dont on détermine les coefficients sans se préoccuper d'autre chose que de représenter le mieux possible les nombres observés. Les nombres de la cinquième colonne ont été ainsi calculés par la formule :

$$(11) \qquad Y = 13 + 357\sqrt{p\,(p + 1,2)} + \frac{0,0025}{p^2}.$$

applicable jusqu'à une pression très basse.

La possibilité de représenter l'ensemble des champs critiques relatifs à un mélange par une formule empirique de même forme que celle qui convient à un gaz pur paraît générale et mérite d'être signalée. Un mélange gazeux se trouve ainsi assimilé électriquement à un gaz simple, intermédiaire aux gaz mêlés.

L'examen des coefficients de la formule (11) nous apprend d'abord que la cohésion diélectrique 357 du mélange ne diffère que de 1/100 de la cohésion C.

$$C = 0,513 \,.\, 205 + 0,487 \,.\, 510 = 353,5,$$

prévue par la *loi des moyennes* [formule (2)].

Au contraire, le coefficient 0,0025 du terme en $\frac{1}{p^2}$ dans la formule (11)

se rapproche beaucoup plus de 0,0013, coefficient de la formule (7) (oxyde de carbone), que du coefficient 0,034 de la formule (4) (hydrogène). La loi des moyennes exigerait :

$$0,513 . 0,034 + 0,487 . 0,0013 = 0,0181,$$

nombre plus de 7 fois trop fort.

Il est à remarquer que le coefficient numérique 1,2 sous le radical, dans la formule (11), est aussi plus voisin de 0,8 (oxyde de carbone) que de 2,25 (hydrogène).

19. Dès maintenant il ne nous est plus loisible de considérer la loi des moyennes comme applicable *en bloc* aux champs critiques Y, et la formule (3) doit être rejetée.

La distinction, déjà imposée par nos études antérieures, entre les propriétés de la masse gazeuse libre, et de la couche gazeuse adhérente à la paroi, se trouve confirmée par l'étude des mélanges. La paroi exerce certainement une action élective, condensant plus aisément certains gaz que d'autres, l'oxyde de carbone plus que l'hydrogène par exemple. La loi des moyennes n'a donc rien à voir avec la constitution vraie de la couche adhérente; elle conduira à des résultats tout à fait inexacts pour les champs critiques aux très basses pressions. Le sens dans lequel se révèle l'inexactitude est bien d'accord avec nos prévisions.

20. Tous les mélanges dont l'un des éléments est l'hydrogène se comportent, à basse pression, comme le précédent, c'est-à-dire que, sur la seconde branche de la courbe, leur champ critique Y croît beaucoup moins vite que ne l'indiquerait la loi des moyennes. La raison en est la même : tous les gaz employés sont plus condensables par la paroi que l'hydrogène, et par conséquent leurs propriétés dominent dès que la couche adhérente fournit le terme principal dans la valeur totale du champ critique.

21. Désormais notre attention se concentrera à peu près exclusivement sur les valeurs de la cohésion diélectrique. La manière dont cet élément est calculé, d'après l'ensemble de toutes les observations à haute pression, permet en général de répondre de son exactitude avec une très faible erreur relative, qu'on le déduise soit d'une formule empirique représentant toutes les observations, soit d'une formule linéaire applicable seulement aux pressions supérieures à une certaine limite.

22. *Protoxyde d'azote et hydrogène.*

VI. — *Mélange de protoxyde d'azote et d'hydrogène : 52,55 0/0 d'hydrogène.*

| Pression | Y Observé | Calcul moyen. | Différence | Formule empirique | Différence |
|---|---|---|---|---|---|
| 5,672 | 2339 | 2337 | — 2 | 2357 | + 18 |
| 5,216 | 2203 | 2170 | — 33 | 2190 | — 13 |
| 4,277 | 1853 | 1826 | — 27 | 1846 | — 7 |
| 3,254 | 1473 | 1447 | — 26 | 1468 | — 5 |
| 3,190 | 1455 | 1417 | — 44 | 1444 | — 11 |
| 1,873 | 958 | 936 | — 22 | 950 | — 8 |
| 1,256 | 697 | 691 | — 6 | 708 | + 11 |
| 0,527 | 394 | 389 | — 5 | 403 | + 9 |
| 0,197 | 191 | 219 | + 28 | 232 | + 41 |
| 0,0653 | 137 | 128,7 | — 8,3 | 142 | + 5 |
| 0,0216 | 126 | 118,5 | — 7,5 | 118 | — 8 |
| 0,01112 | 172 | 215 | + 43 | 141 | — 31 |
| 0,00525 | 177 | 459 | + 282 | 225 | + 48 |
| 0,00254 | 220 | | | | |

23. Rappelons que les effluves très peu lumineuses du protoxyde d'azote donnaient lieu au phénomène de la *plate-forme*, au voisinage du minimum du champ critique ([1]). Ici les effluves sont plus brillantes et la plate-forme a disparu. On a pu calculer la série entière des champs critiques par une seule formule empirique :

$$Y = 362 \sqrt{p(p + 1,8)} + \frac{0,1}{p} \qquad (12)$$

analogue à la formule (10) relative au protoxyde d'azote.

24. La troisième colonne du tableau VI donne la valeur des champs critiques, supposés calculables par la loi des moyennes. Dans toute la branche supérieure de la courbe, ces valeurs, bien qu'un peu faibles, sont néanmoins acceptables à titre de première approximation, tandis que les nombres relatifs aux pressions très basses sont absolument à rejeter.

25. La cinquième colonne donne les nombres calculés par la formule empirique (12) et serre de très près l'observation.

La cohésion diélectrique 362 fournie par cette formule diffère à peine de 1/100 du nombre 359,2 calculé par la loi des moyennes :

$$C = 0,5255 \, . \, 205 + 0,4745 \, . \, 537 = 359,2.$$

([1]) Voir p. 494.

Le terme de $y$ relatif aux basses pressions est en $\frac{1}{p^2}$ dans la formule (3) de l'hydrogène, en $\frac{1}{p}$ dans la formule (10) du protoxyde d'azote. Le terme correspondant de Y [formule (12)] est en $\frac{1}{p}$. Le protoxyde d'azote impose sa forme à ce terme, d'ailleurs exceptionnellement petit.

Nos conclusions sont donc les mêmes que pour le mélange précédent. *La cohésion diélectrique seule se conserve dans le mélange.*

26. *Acétylène et hydrogène.* — J'ai opéré sur deux mélanges :

VII. — *Mélange d'acétylène et d'hydrogène : 37,3 0/0 d'hydrogène.*

| Pression | Y | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Observé | Calcul moyen. | Différence | Formule empirique | Différence |
| 5,098 | 2453 | 2512 | + 59 | 2475 | + 20 |
| 4,884 | 2391 | 2417 | + 26 | 2379 | — 12 |
| 4,355 | 2166 | 2182 | + 16 | 2145 | — 21 |
| 3,574 | 1793 | 1835 | + 42 | 1798 | + 5 |
| 2,644 | 1394 | 1419 | + 25 | 1385 | — 9 |
| 1,948 | 1121 | 1104 | — 17 | 1072 | — 49 |
| 1,457 | 870 | 879 | + 9 | 849 | — 21 |

On n'a reproduit dans ce tableau que les résultats relatifs aux pressions supérieures à 1 centimètre. En réalité les expériences ont été poussées jusqu'à des pressions de 1/50 de millimètre; et la formule empirique qui a servi à calculer les nombres de la cinquième colonne s'applique jusque-là. Cette formule :

$$\text{(13)} \qquad Y = 440\sqrt{p(p+1,1)} + \frac{0,52}{p}$$

est de même forme que la formule (9) relative à l'acétylène.

27. Si les nombres calculés en supposant la loi des moyennes applicable (colonne 3) sont systématiquement un peu trop forts, la cohésion diélectrique 440, calculée par la formule (13), laquelle ne fournit pas de différences systématiques, est au contraire bien conforme à la loi des moyennes [1], puisque

$$C = 0,373 \,.\, 205 + 0,627 \,.\, 580 = 440,2.$$

[1] L'écart des nombres de la troisième et de la cinquième colonne tient à ce que le coefficient 1,1, sous le radical dans la formule (13), se confond avec le coefficient correspondant de l'acétylène, au lieu d'être à peu près moyen entre les coefficients relatifs aux deux gaz mêlés.

28. Le deuxième mélange d'acétylène et d'hydrogène a été obtenu avec des gaz qui contenaient, l'un et l'autre, un peu d'air. Étudié séparément, l'acétylène s'est trouvé posséder une cohésion diélectrique égale à 570, c'est-à-dire légèrement inférieure à la cohésion 580 déduite du tableau III. Par contre, l'hydrogène a présenté une cohésion diélectrique égale à 210,6 au lieu de 205. Voici les nombres fournis par le mélange :

VIII. — *Mélange d'acétylène et d'hydrogène, à volumes égaux.*

| Pression | Y | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Observé | Calcul moyen | Différence | Calcul linéaire | Différence |
| 4,603 | 2039 | 2052 | + 13 | 2050 | + 11 |
| 3,731 | 1711 | 1703 | — 8 | 1710 | — 1 |
| 3,210 | 1516 | 1502 | — 14 | 1507 | — 9 |

Le calcul de moyenne appliqué à ces pressions élevées donne des résultats corrects. Il en est de même de la formule linéaire (14) employée au calcul de la colonne (5).

(14) $$Y = 255 + 390p.$$

La loi des moyennes fournit une valeur de C

$$C = \frac{1}{2}(210,6 + 570) = 390,3,$$

identique à celle qui se déduit de la formule (14).

Ainsi *la loi des moyennes est applicable au calcul de la cohésion diélectrique des mélanges d'acétylène et d'hydrogène*, même quand ces gaz contiennent un peu d'air.

29. *Acide carbonique et oxyde de carbone.* — Mélange gazeux fourni par l'action de l'acide sulfurique sur l'acide oxalique pur.

IX. — *Mélange à volumes égaux d'acide carbonique et d'oxyde de carbone.*

| Pression | Y | | |
|---|---|---|---|
| | Observé | Calcul moyen | Différence |
| 5,114 | 2548 | 2594 | + 46 |
| 4,773 | 2402 | 2435 | + 33 |
| 4,180 | 2178 | 2159 | — 19 |
| 3,785 | 2005 | 1977 | — 28 |
| 0,657 | 522 | 496 | — 26 |
| 0,293 | 304 | 305 | + 1 |
| 0,1219 | 198 | 198 | 0 |
| 0,0512 | 136 | 139 | + 3 |

La formule empirique au moyen de laquelle ont été calculés les nombres de la troisième colonne est :

$$(15) \qquad Y = 42 + 464\sqrt{p(p+0,8)},$$

et se confond avec la moyenne des deux formules :

$$(6\ bis) \qquad y = 62 + 418\sqrt{p(p+0,8)},$$

$$(7\ bis) \qquad y = 22 + 510\sqrt{p(p+0,8)},$$

auxquelles se réduisent respectivement les formules (6) et (7) quand on supprime leur dernier terme, sans influence aux pressions élevées.

A ces pressions, *le mélange d'acide carbonique et d'oxyde de carbone à volumes égaux obéit donc à la loi des moyennes.*

30. *Air et hydrogène.* — Non plus que le mélange d'hydrogène et de protoxyde d'azote (p. 498) ou que les mélanges d'hydrogène et d'oxygène étudiés ci-après, le mélange considéré ne fait explosion par l'effluve. Dans tous ces cas, on peut faire passer à travers le mélange gazeux, en relation permanente avec une éprouvette à anhydride phosphorique, un nombre quelconque d'effluves, sans qu'il en résulte la plus petite variation de pression appréciable. S'il y avait production de vapeur d'eau, celle-ci serait rapidement absorbée et la chute de pression serait manifeste.

31. Au reste, l'élévation de température produite par le passage de l'effluve doit être bien petite. Pour m'en faire une idée, j'ai disposé, dans l'une de mes expériences ([1]), un petit tube manométrique en relation avec l'intérieur du ballon traversé par les effluves, et, au lieu de produire celles-ci à la manière habituelle, c'est-à-dire par ma batterie de petits accumulateurs, j'ai mis les deux pôles d'une bobine de Ruhmkorff en communication avec les plateaux du condensateur, et j'ai fait fonctionner la bobine pendant cinq minutes. Si l'on suppose cinquante interruptions par seconde, on arrive au nombre de 15000 effluves ; et il est à noter que les effluves ainsi produites sont beaucoup plus brillantes que celles que j'obtiens d'ordinaire à la limite du champ minimum. L'accroissement de pression a été insensible. *L'élévation de température résultante n'a pu dépasser un demi-degré.*

32. Voici maintenant les résultats relatifs au mélange d'air et d'hydrogène.

---

([1]) Expérience faite sur de l'argon à la pression de 13 centimètres.

X. — *Mélange d'air et d'hydrogène : 48,46 0/0 d'hydrogène.*

| Pression | V | | |
|---|---|---|---|
| | Observé | Calcul moyen | Différence |
| 7,049 | 2450 | 2471 | + 21 |
| 6,406 | 2269 | 2267 | — 2 |
| 6,341 | 2251 | 2246 | — 5 |
| 5,591 | 2013 | 2008 | — 5 |

Ce mélange, qui n'a été étudié qu'aux pressions élevées, obéit comme on voit à la loi des moyennes.

33. *Air.* — La méthode des effluves n'est malheureusement pas applicable à l'oxygène pur, à cause de l'extrême faiblesse des lueurs.

Si l'on admet qu'aux pressions élevées l'air obéit à la loi des moyennes, on pourra calculer la cohésion diélectrique $x$ de l'oxygène en fonction des cohésions diélectriques de l'air et de l'azote atmosphérique :

$$(16) \qquad 0,208x + 0,792 \,.\, 465 = 419\,;$$

mais, par suite de la petitesse relative du coefficient de $x$, la valeur

$$x = 243,$$

déduite de l'équation (16), peut être affectée d'une erreur relative sensible.

34. *Oxygène et hydrogène.* — Essayons d'appliquer cette valeur de la cohésion diélectrique de l'oxygène au calcul de la cohésion de mélanges d'oxygène et d'hydrogène, pour lesquels l'effluve, beaucoup plus lumineuse, permet, sans difficulté, les mesures à haute pression.

L'oxygène employé était préparé par l'action de la chaleur sur le permanganate de potasse.

XI. — *Mélange d'oxygène et d'hydrogène : 65,44 0/0 d'hydrogène.*

| Pression | V | | |
|---|---|---|---|
| | Observé | Fonction linéaire | Différence |
| 9,492 | 2446 | 2488 | + 42 |
| 8,087 | 2120 | 2082 | — 38 |
| 4,641 | 1358 | 1330 | — 28 |
| 2,567 | 850 | 877 | + 27 |

Les nombres de la troisième colonne ont été calculés par la formule linéaire :

(17) $$Y = 317 + 218{,}2p,$$

dans laquelle on a donné au coefficient de $p$ (cohésion diélectrique) la valeur assignée par la loi des moyennes

$$0{,}6544 \,.\, 205 + 0{,}3456 \,.\, 243{,}3 = 218{,}2.$$

XII. — *Mélange d'oxygène et d'hydrogène : 50 0/0 d'hydrogène.*

| Pression | Y Observé | Y Fonction linéaire | Différence |
|---|---|---|---|
| 8,783 | 2388 | 2376 | — 12 |
| 7,515 | 2074 | 2092 | + 18 |
| 7,228 | 2047 | 2028 | — 19 |
| 5,695 | 1729 | 1685 | — 44 |
| 4,087 | 1268 | 1324 | + 56 |

Les nombres de la troisième colonne ont été calculés par la formule :

(18) $$Y = 409 + 224p;$$

la cohésion diélectrique 224 a encore été déduite de la loi des moyennes :

$$0{,}5 \,.\, 205 + 0{,}5 \,.\, 243{,}3 = 224{,}1,$$

**35.** L'accord que nous constatons ici, en employant une cohésion diélectrique de l'oxygène simplement calculée, constitue, on doit le dire, moins une preuve qu'une sérieuse présomption en faveur de l'exactitude de la loi des moyennes pour l'air lui-même et pour les mélanges d'oxygène et d'hydrogène.

**36.** En résumé, nous avons étudié dans ce chapitre des mélanges très divers : mélanges d'hydrogène avec l'oxyde de carbone, le protoxyde d'azote, l'acétylène, l'air, l'oxygène ; mélange d'acide carbonique et d'oxyde de carbone, et, dans tous ces cas, nous avons trouvé que la loi des moyennes, tout à fait inexacte aux très basses pressions, s'applique au contraire au calcul de la cohésion diélectrique, avec une erreur relative toujours inférieure à celle qui peut résulter de l'erreur des dosages volumétriques et de la limite de précision des mesures de champs critiques.

Ce cas de conservation de l'individualité électrique (Voir § 3) paraît être de beaucoup le plus général : on pourra le considérer comme le cas *normal.*

37. Quand la loi des moyennes est applicable, la mesure de la cohésion diélectrique d'un mélange de deux gaz *connus* de cohésion très différente peut être considérée comme une méthode d'analyse quantitative du même ordre d'exactitude que l'analyse volumétrique (par l'eudiomètre ou par les absorbants liquides).

38. *Dans les mêmes conditions*, la présence, dans un gaz, d'une impureté, existant seulement à l'état de traces, n'aura pas plus d'influence sur la mesure de la cohésion diélectrique qu'elle n'en a sur celle des densités. On n'a donc pas à se préoccuper outre mesure de la pureté rigoureuse des gaz, sauf dans le cas des pressions très basses. Alors, si l'impureté est condensable par la paroi, elle pourra, même à dose bien inférieure à $\frac{1}{100}$, modifier notablement le terme en $\frac{1}{p}$ ou en $\frac{1}{p^2}$ des formules empiriques.

## CHAPITRE III.

### COHÉSION DIÉLECTRIQUE NON CALCULABLE PAR LA LOI DES MOYENNES.

39. Nous abordons maintenant des cas où, même à haute pression, on ne peut faire usage de la loi des moyennes. Nous étudierons avec détail les mélanges d'acide carbonique et d'hydrogène qui peuvent servir de type à une première catégorie d'exceptions. La cohésion diélectrique est alors inférieure à celle que l'on calculerait à l'aide de la loi. En d'autres termes, la stabilité diélectrique moyenne se trouve abaissée par le fait du mélange des deux gaz.

40. *Acide carbonique et hydrogène.*

XIII. — *Mélange d'acide carbonique et d'hydrogène : 48,4 0/0 d'hydrogène.*

| Pression | Y Observé | Calcul moyen. | Différence | Formule empirique | Différence | Formule linéaire | Différence |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 7,850 | 2440 | 2693 | + 253 | 2443 | + 3 | 2444 | + 4 |
| 7,225 | 2272 | 2496 | + 224 | 2270 | — 2 | 2273 | + 1 |
| 6,638 | 2105 | 2310 | + 205 | 2106 | + 1 | 2111 | + 6 |
| 6,179 | 1980 | 2165 | + 185 | 1979 | — 1 | 1985 | + 5 |
| 5,401 | 1747 | 1918 | + 171 | 1762 | + 15 | 1744 | — 3 |
| 4,778 | 1615 | 1729 | + 108 | 1588 | — 27 | 1600 | — 15 |
| 4,232 | 1449 | 1547 | + 98 | 1435 | — 14 | 1450 | + 1 |
| 2,990 | 1075 | 1148 | + 75 | 1075 | — 2 | | |
| 2,000 | 813 | 831 | + 16 | 797 | — 16 | | |
| 1,479 | 637 | 661 | + 24 | 641 | + 4 | | |
| 1,254 | 576 | 586 | + 10 | 572 | — 4 | | |
| 0,337 | 273 | 256 | — 17 | 256 | — 17 | | |
| 0,157 | 161 | 172 | + 11 | 173 | + 12 | | |
| 0,0855 | 135 | 138 | + 3 | 141 | + 6 | | |
| 0,0268 | 104 | 112 | + 8 | 97 | — 7 | | |
| 0,0134 | 106 | 179 | + 63 | 107 | + 1 | | |
| 0,00541 | 123 | 416 | + 293 | 177 | + 54 | | |
| 0,00182 | 478 | | | 457 | — 21 | | |
| 0,00067 | 1126 | | | 1204 | + 78 | | |
| 0,00048 | 1555 | | | 1672 | + 117 | | |

*Les nombres obtenus par la règle des moyennes sont absolument inacceptables. Ils sont partout beaucoup trop forts*, sauf dans la région voisine du minimum, pour laquelle le champ critique est, on le sait, presque indépendant de la nature des gaz.

41. Les nombres de la cinquième colonne ont été calculés par la formule empirique :

$$Y = 275\sqrt{p(p+2,2)} + \frac{0,8}{p}, \qquad (19)$$

rigoureusement applicable presque jusqu'aux plus basses pressions.

Si l'on veut se borner aux pressions supérieures à 2 centimètres, on peut aussi faire usage de la formule linéaire [1] :

$$Y = 286 + 275p, \qquad (20)$$

qui a servi au calcul de la colonne (7) et qui réussit très bien dans ces limites.

[1] L'équation de l'asymptote à la courbe (19) serait :

$$Y = 302,5 + 275p.$$

D'après les formules (19) et (20), la cohésion diélectrique du mélange est 275 au lieu de 314,9 :

$$0,484 \,.\, 205 + 0,516 \,.\, 418 = 314,9$$

qu'exigerait la loi des moyennes. Son abaissement au-dessous de la valeur normale est de 12,7 0/0.

42. On peut chercher, par la règle des moyennes, quelle proportion d'hydrogène il faudrait supposer dans le gaz pour obtenir, régulièrement, une cohésion diélectrique égale à 275 :

$$205x + 418\,(1 - x) = 275$$
$$x = 0,671.$$

Le gaz devrait contenir 67,1 0/0 d'hydrogène au lieu de 51,6 0/0.

43. Au lieu d'employer en bloc les expériences au calcul de la cohésion diélectrique et celle-ci à la détermination de la proportion fictive d'hydrogène, cherchons directement la proportion fictive d'hydrogène correspondant aux observations à haute pression prises séparément. On obtient ainsi le tableau suivant :

XIV. — *Même mélange.*

| Pression | Y observé | H 0/0 fictif |
|---|---|---|
| 7,850 | 2440 | 63,94 |
| 7,225 | 2772 | 63,36 |
| 6,638 | 2105 | 63,35 |
| 6,179 | 1980 | 62,92 |
| 5,401 | 1747 | 63,80 |
| 4,778 | 1615 | 59,33 |
| 4,252 | 1449 | 59,91 |
| 2,990 | 1075 | 60,97 |

Ce mode de calcul confirme le précédent. Il fournit des proportions fictives d'hydrogène croissant avec la pression et tendant vers la valeur limite déterminée ci-dessus.

44. Avant d'accepter comme définitive l'exception à la règle des moyennes que nous venons de rencontrer, il convient d'épuiser les objections.

La formule (6) de l'acide carbonique, appliquée dans nos calculs, n'a été vérifiée expérimentalement que jusqu'à $5^{cm},3$, et nous extrapolons jusqu'à 8 centimètres. Mais, outre que ces extrapolations se sont montrées sans inconvénient pour tous les mélanges étudiés dans le chapitre précédent, on ne remarque, dans les ta-

bleaux XIII et XIV, aucune discontinuité de part et d'autre de 5 centimètres, c'est-à-dire suivant qu'on a extrapolé ou non.

On pourrait encore remarquer que la formule de l'acide carbonique est moins correcte que celles de certains autres gaz, tels que l'oxyde de carbone, par exemple. Mais l'insuffisance de la formule ne se manifeste qu'au-dessous de 2 centimètres, et ne peut influer sur le calcul de la cohésion. D'ailleurs, si l'on substitue aux nombres calculés par la formule (6) des nombres interpolés d'après les résultats bruts des mesures sur l'acide carbonique, on exagère encore l'écart que présentent, par rapport à la loi des moyennes, les champs critiques aux pressions inférieures à 2 centimètres.

45. On pourrait enfin songer à incriminer, pour le cas qui nous occupe, la méthode même des effluves ; mais les effluves sont très brillantes dans l'acide carbonique et dans ses mélanges avec l'hydrogène ; de plus, on retrouve les mêmes écarts en faisant usage de la méthode des capacités électriques.

Dès le mois de décembre 1900, j'avais en effet étudié, par cette méthode, un mélange d'acide carbonique et d'hydrogène contenant 51,5 0/0 d'hydrogène, et trouvé que, pour expliquer les résultats par la règle des moyennes, il aurait fallu une proportion d'hydrogène de 75 0/0 au lieu de 51,5. Eu égard aux causes d'erreur que comportaient alors les mesures, ce résultat peut être considéré comme identique à celui des expériences, beaucoup plus précises, relatées ci-dessus.

46. J'ai étudié des mélanges d'acide carbonique et d'hydrogène en diverses proportions. Les résultats ont toujours été analogues. Je me bornerai à résumer des expériences parfaitement comparables à celle qui vient d'être discutée en détail. Elles se rapportent à deux mélanges, l'un plus riche, l'autre plus pauvre en acide carbonique.

XV. — *Mélange d'acide carbonique et d'hydrogène :* 73,3 0/0 *d'hydrogène.*

| Pression | Y | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Observé | Calcul moyen. | Différence | Fonction linéaire | Différence |
| 9,334 | 2460 | 2665 | + 205 | 2503 | + 43 |
| 8,641 | 2344 | 2485 | + 139 | 2337 | — 7 |
| 7,570 | 2118 | 2200 | + 82 | 2079 | — 39 |
| 6,299 | 1762 | 1862 | + 100 | 1775 | + 13 |
| 5,070 | 1488 | 1541 | + 53 | 1480 | — 8 |
| 3,769 | 1174 | 1194 | + 20 | 1168 | — 6 |

La loi des moyennes conduit encore à des résultats beaucoup trop forts.

Pour abréger, on n'a transcrit dans le tableau XV que les observations à haute pression, pour lesquelles la formule linéaire

$$Y = 263 + 240p \tag{21}$$

fournit des résultats corrects. En réalité, les expériences ont été poussées jusqu'à la pression de 0cm00109, et le tableau complet des mesures est représenté par la formule :

$$Y = 240\sqrt{p(p + 2{,}3)} + \frac{1{,}3}{p}. \tag{22}$$

Les formules (21) et (22) s'accordent pour indiquer une cohésion diélectrique égale à 240. La cohésion diélectrique C calculée par la loi des moyennes serait :

$$C = 0{,}733 \,.\, 205 + 0{,}267 \,.\, 418 = 261{,}9.$$

L'abaissement relatif $\frac{21{,}9}{281{,}9}$ est de 8,4 0/0.

La proportion fictive d'hydrogène correspondant à la loi des mélanges supposée exacte serait 82,63 0/0 au lieu de 73,3.

XVI. — *Mélange d'acide carbonique et d'hydrogène : 25 0/0 d'hydrogène.*

| Pression | Y | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Observé | Calcul moyen | Différence | Calcul linéaire | Différence |
| 6,655 | 2394 | 2648 | + 254 | 2415 | + 21 |
| 5,459 | 2053 | 2237 | + 184 | 2028 | — 25 |
| 4,599 | 1753 | 1894 | + 141 | 1750 | — 3 |
| 2,573 | 1091 | 1150 | + 61 | 1096 | + 5 |
| 1,754 | 832 | 847 | + 15 | 832 | + 0 |

L'erreur du calcul de moyenne est toujours dans le même sens et à peu près de même importance.

Les nombres de l'avant-dernière colonne ont été calculés par la formule linéaire :

$$Y = 265 + 323p. \tag{23}$$

Comme dans le tableau XV, on a supprimé tous les nombres relatifs aux pressions inférieures à 1 centimètre. Les expériences avaient

été poussées jusqu'à la pression de $0^{cm},0005$ et elles sont bien représentées par la formule :

$$(24) \qquad Y = 323\sqrt{p(p+1,7)} + \frac{0,65}{p}.$$

La loi des moyennes exigerait une cohésion diélectrique égale à

$$0,25 \,.\, 205 + 0,75 \,.\, 418 = 364,75$$

au lieu de 323 correspondant aux formules (23) et (24). L'abaissement relatif est de 11,45 0/0. La proportion fictive d'hydrogène qui justifierait la cohésion 323 serait de 44,6 0/0 au lieu de 25 0/0.

47. En résumé, tous les mélanges d'acide carbonique et d'hydrogène ont une cohésion diélectrique plus voisine de celle de l'hydrogène que ne l'indiquerait la loi des moyennes. On peut former le tableau suivant :

XVII.

| Hydrogène | | Acide carbonique | | Cohésion diélectrique | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| réel | fictif | réel | fictif | calcul moyen | réelle | différence absolue | différence relative 0/0 |
| 25 | 44,6 | 75 | 55,4 | 364,75 | 323 | 41,75 | 11,45 |
| 48,4 | 67,14 | 51,6 | 32,86 | 314,9 | 275 | 39,9 | 12,7 |
| 73,3 | 82,63 | 26,6 | 17,37 | 261,9 | 240 | 21,9 | 8,4 |

A l'inspection de ce tableau, on voit que si, à de l'acide carbonique pur, on ajoute progressivement de l'hydrogène, l'efficacité de cette addition, pour abaisser la cohésion diélectrique du mélange, est d'abord maximum et décroît ensuite rapidement. Si, au contraire, à de l'hydrogène pur, on ajoute progressivement de l'acide carbonique, l'efficacité de celui-ci pour élever la cohésion diélectrique sera d'abord minimum et croîtra ensuite, lentement d'abord, puis de plus en plus vite.

L'abaissement de la cohésion diélectrique au-dessous de la moyenne calculée est dissymétrique ; pour des compositions centésimales semblables, il est toujours plus fort, quand l'acide carbonique domine.

48. *Azote et hydrogène.* — Les mélanges d'azote atmosphérique et d'hydrogène donnent des résultats de tout point comparables aux précédents.

XVIII. — *Mélange d'azote atmosphérique et d'hydrogène :* 50,34 0/0 *d'hydrogène.*

| Pression | Y | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Observé | Calcul moyen | Différence | Formule linéaire | Différence |
| 6,573 | 2272 | 2415 | + 143 | 2272 | 0 |
| 4,976 | 1797 | 1878 | + 81 | 1798 | + 1 |
| 3,781 | 1448 | 1504 | + 56 | 1443 | — 5 |

Formule linéaire :

(25) $$Y = 320 + 297p.$$

*La loi des moyennes n'est pas applicable.* La cohésion diélectrique déduite de la formule linéaire est 297 au lieu de

$$0{,}5034 \,.\, 205 + 0{,}4966 \,.\, 465 = 334{,}1.$$

Abaissement relatif, 11,1 0/0.

La proportion fictive $x$ d'hydrogène correspondant à la cohésion diélectrique observée, en supposant exacte la loi des moyennes, serait :

$$205x + 465\,(1 - x) = 297,$$
$$x = 0{,}6462,$$

au lieu de 0,5034.

XIX. — *Mélange d'hydrogène et d'azote atmosphérique :* 82,9 0/0 *d'hydrogène.*

| Pression | Y | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Observé | Calcul moyen | Différence | Formule linéaire | Différence |
| 9,218 | 2453 | 2518 | + 65 | 2453 | 0 |
| 7,856 | 2126 | 2177 | + 51 | 2125 | — 1 |
| 5,456 | 1549 | 1574 | + 25 | 1549 | 0 |
| 4,147 | 1234 | 1242 | + 8 | 1234 | 0 |

Formule linéaire :

(26) $$Y = 237 + 240{,}4x.$$

La cohésion diélectrique du mélange est 240,4 au lieu de

$$0{,}829 \,.\, 205 + 0{,}171 \,.\, 465 = 249{,}4.$$

Abaissement relatif, 3,7 0/0.

La proportion fictive d'hydrogène correspondant à la cohésion diélectrique 249,4 serait :

$$205x + 465\,(1 - x) = 240{,}4,$$
$$x = 0{,}8636,$$

au lieu de 0,829.

Comme pour les mélanges d'acide carbonique et d'hydrogène, la cohésion diélectrique est toujours inférieure à celle que l'on calculerait par la loi des moyennes. Son abaissement par rapport à la moyenne calculée semble manifester la même dissymétrie.

49. *Voilà donc au moins deux sortes de mélanges sans action chimique, dont la cohésion diélectrique n'est certainement pas calculable par la loi des moyennes.*

A quoi faut-il attribuer cet écart? Pourquoi le mélange d'acide carbonique et d'hydrogène se comporte-t-il autrement que le mélange d'oxyde de carbone et d'hydrogène? Pourquoi l'oxygène et l'hydrogène, capables de produire de l'eau avec un énorme dégagement de chaleur, semblent-ils obéir à la loi des moyennes, tandis que l'azote et l'hydrogène, qui ne se combinent pas directement, s'en écartent d'une manière certaine?

Sans chercher à ces difficiles questions une réponse sans doute prématurée, nous allons passer au cas de mélanges pour lesquels l'erreur manifeste de la loi exprimée par l'équation (2) est de sens opposé; c'est-à-dire que la cohésion diélectrique du mélange est, non plus inférieure, mais supérieure à celle que l'on calculerait *a priori*.

Ce cas particulièrement remarquable est offert par des mélanges dont l'un des éléments est l'argon : nous l'étudierons dans un prochain article.

(*A suivre.*)

---

## SUR L'AMORTISSEMENT DES TRÉPIDATIONS DU SOL PAR LES SUSPENSIONS EN CAOUTCHOUC;

Par M. H. BOUASSE.

1. A l'occasion d'un travail d'ensemble sur les modules d'élasticité de traction du caoutchouc vulcanisé, qui paraîtra prochainement dans les *Annales de la Faculté des sciences de Toulouse* (1), je me suis trouvé devant le problème de l'amortissement des trépidations du sol par les suspensions en caoutchouc. Ramené à la plus grande sim-

(1) *Sur les modules d'élasticité de traction du caoutchouc vulcanisé*, t. VI. Ce mémoire fait suite à deux mémoires publiés dans le tome V: *Sur les courbes de traction du caoutchouc vulcanisé* et *Sur la réactivité du caoutchouc vulcanisé.*

plicité, il correspond à l'expérience suivante : *un diapason* AB (*fig.* 1) *est entretenu électriquement; il impose à l'extrémité supérieure* E *du fil de caoutchouc une oscillation verticale d'amplitude donnée. On demande quelle est l'amplitude de l'oscillation d'une masse* FG *librement suspendue à l'extrémité inférieure* F.

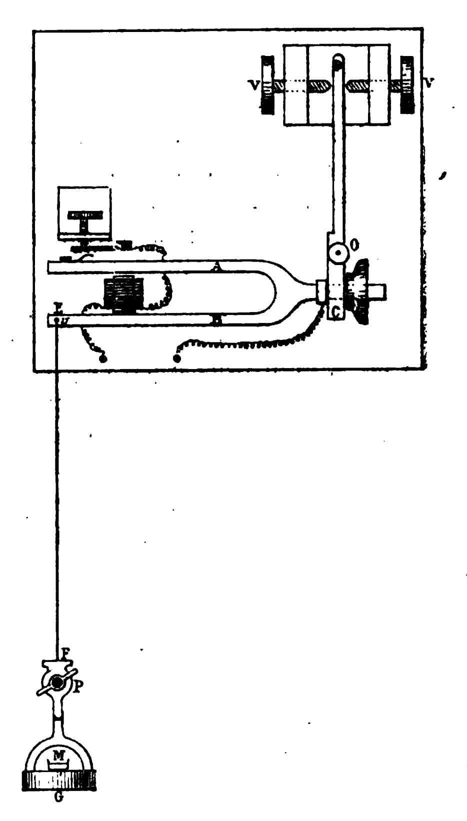



Fig. 1.

L'expérience est facilement réalisable : j'emploie un diapason faisant 50 oscillations par seconde, entretenu électriquement à la manière habituelle. Pour qu'en oscillant il ne butte pas contre l'électro-aimant, même lorsque la masse G est égale ou supérieure à 1 kilogramme, il est nécessaire de modifier le procédé par lequel il est ordinairement fixé à la planche qui lui sert de support. On rend la pièce de fonte sur laquelle il est vissé mobile autour de l'axe O,

et on la termine par une barre rigide OD dont l'extrémité est prise entre deux vis V, qui permettent d'en faire varier et d'en fixer exactement la position. On peut ainsi régler le diapason bien symétriquement par rapport à l'électro, quelle que soit la charge G.

Il ne faut pas croire que la forte tension qui s'exerce seulement sur une des branches du diapason gêne son mouvement; il est paradoxal, mais de tous points conforme à la théorie, qu'une petite masse collée contre l'une des branches provoque des battements, tandis qu'une tension d'un ou de plusieurs kilogrammes ne modifie en rien le mouvement et l'égalité de période des deux branches. Il serait trop long d'expliquer les raisons d'un phénomène que chacun pourra vérifier.

L'extrémité supérieure du caoutchouc est attachée à une vis V qui retient ordinairement le petit triangle de clinquant avec lequel on se rend compte de l'amplitude des oscillations du diapason. Pour que le caoutchouc s'applique exactement contre la vis, on le tend avec les doigts et on le lie très près de la vis avec du fil métallique; on l'abandonne à lui-même et on coupe le bout inutile au ras de la ligature. J'utilise le caoutchouc que j'ai constamment employé dans mes recherches : c'est une corde ronde, pure gomme et soufre, de 4 millimètres de diamètre.

L'extrémité inférieure est prise dans une pince qui supporte, par l'intermédiaire d'un étrier, une masse de plomb; sur cette masse repose un très petit cristallisoir à demi plein de mercure dont la surface servira à déceler les vibrations transmises. On regarde par réflexion sur elle une source lumineuse lointaine.

Ceci posé, je vais rappeler brièvement la théorie qui est ordinairement admise : elle est empruntée à Helmholtz et se trouve dans les suppléments VIII et IX de la *Théorie physiologique de la musique*. Dans la pensée de l'auteur, elle ne s'applique qu'à des phénomènes de résonance très différents de ceux que j'étudie ici. Il en a fait le plus intéressant et le plus remarquable usage dans sa théorie de l'oreille et pour l'entretien d'un diapason par un autre diapason. La théorie proposée beaucoup plus récemment par Cornu pour résoudre le problème de l'entretien des horloges n'en diffère pas; l'originalité du travail de Cornu réside plutôt dans l'étude de la solution pratique que dans une théorie qui était connue depuis longtemps. Enfin elle a été reprise plus récemment par M. Hamy pour l'étude du problème même que je traite; je me propose précisément de montrer qu'elle ne

s'applique en aucune manière aux suspensions en caoutchouc, et qu'elle n'est admissible que dans des appareils très particuliers et comme cas limite.

2. Soit $y = A \sin \omega t$ l'équation du mouvement du point E ; soit M la masse suspendue, qui est sollicitée simultanément par son poids, la tension moyenne du caoutchouc et la variation de cette tension. Les deux premières forces s'annulent et n'entrent pas dans les équations. Soit $x = a \sin (\omega t - \varepsilon)$ le mouvement de l'extrémité F et, par conséquent, de la masse M. Nous admettons qu'*un ébranlement se transmet d'un bout à l'autre du fil dans un temps très petit vis-à-vis de la période* T *de la vibration imposée à l'extrémité supérieure.* Cette hypothèse est, comme nous le verrons, grossièrement erronée pour le caoutchouc ; c'est précisément pourquoi la théorie ne s'applique pas. Pour simplifier, les frottements seront supposés proportionnels à la vitesse des déformations, hypothèse qui a toutes les chances d'être inexacte, mais dont la fausseté est sans grande importance dans le cas présent. Soit $\mathcal{E}$ la constante de traction *pour l'état actuel de tension et d'allongement du fil*, c'est-à-dire le coefficient par lequel il faut multiplier l'allongement pour avoir la variation de la tension. Comptons les $x$ et les $y$ positivement vers le bas. L'équation du mouvement de l'extrémité inférieure est :

$$M \frac{d^2x}{dt^2} + \mathcal{E}(x - y) + f \frac{dx}{dt} - f_1 \frac{dy}{dt} = 0.$$

Les conditions que doivent satisfaire $a$ et $\varepsilon$ sont :

$$a(\mathcal{E} - M\omega^2) \cos \varepsilon + fa\omega \sin \varepsilon = \mathcal{E}A$$
$$-a(\mathcal{E} - M\omega^2) \sin \varepsilon + fa\omega \cos \varepsilon = f_1 A\omega.$$

Posons $M\omega'^2 = \mathcal{E}$ ; on peut écrire les conditions sous la forme :

$$aM(\omega'^2 - \omega^2) \cos \varepsilon + fa\omega \sin \varepsilon = \mathcal{E}A$$
$$-aM(\omega'^2 - \omega^2) \sin \varepsilon + fa\omega \cos \varepsilon = f_1 A\omega.$$

Je ne discuterai pas complètement ces équations, ce qui n'aurait ici aucun intérêt ; on saura que, si $\omega$ est grand vis-à-vis de $\omega'$ (c'est-à-dire si la période T d'entraînement, celle du diapason, est très petite vis-à-vis de la période T' de l'oscillation de la masse M sous l'influence de l'élasticité du caoutchouc, quand le diapason ne fonctionne

pas), il faut poser $\varepsilon = \pi$. Il vient alors :

$$\frac{a}{A} = \frac{\omega'^2}{\omega^2} = \frac{T^2}{T'^2} = \frac{\mathcal{C}}{M}\frac{T^2}{4\pi^2}.$$

C'est ce que donnent les formules (4*a*) et (4*b*) (p. 516) de la traduction française de Helmholtz; on fera seulement attention qu'il y à une faute d'impression dans la formule (4*a*). Si le paramètre $\mathcal{C}$ est constant, l'allongement sous la charge M*g* est : $L - L_0 = Mg : \mathcal{C}$.

D'où l'expression :

$$\frac{a}{A} = \frac{g}{L - L_0}\frac{T^2}{4\pi^2}.$$

Telle est la formule proposée par M. Hamy (*Soc. de Phys.*, 1er mai 1903).

3. Pour le caoutchouc, $\mathcal{C}$ est infiniment loin d'être constant : on se reportera à mon mémoire pour l'étude complète de ce paramètre. Qu'il me suffise de dire que si M, pris pour variable, augmente de 0 à la plus forte valeur que puisse supporter le caoutchouc, $\mathcal{C}$ commence par décroître, passe par un minimum, puis croît ensuite rapidement. Le quotient $\mathcal{C}$ : M décroît d'abord très vite, puis reste à peu près constant dans un grand intervalle, pour croître à nouveau. D'où la conclusion que, pour avoir le meilleur amortissement, il faut charger le caoutchouc assez, mais pas trop.

Malheureusement cette théorie n'a aucun rapport avec l'expérience. *Elle suppose en effet qu'un ébranlement se transmet d'un bout à l'autre du fil dans un temps négligeable vis-à-vis de la période d'entretien.* Admettons que les vibrations du sol aient une période de l'ordre $0^s,01$, hypothèse généralement considérée comme raisonnable. La vitesse de propagation d'un ébranlement longitudinal dans le caoutchouc est de l'ordre de 50 mètres par seconde; si le fil a 1 mètre de long, le temps mis à le parcourir est $0^s,02$, soit double de la période. On supposerait $T = 0^s,1$ que l'hypothèse n'en serait pas plus légitime.

A qui d'ailleurs fera-t-on croire qu'une formule puisse être exacte, où le frottement intérieur de la matière qui transmet l'ébranlement, énorme dans le cas du caoutchouc, n'intervient pas? Qu'on réalise des ondes stationnaires avec un caoutchouc un peu long, on vérifiera que le mouvement n'est pas nul aux nœuds. Je renvoie pour l'étude de ces phénomènes à mon mémoire cité au début du présent travail.

Nous quitterons donc ce point de vue et nous construirons une

théorie sur des bases toutes différentes. Elle est si simple et si naturelle qu'elle se passerait de vérifications expérimentales : il est vrai que ces vérifications abondent et contredisent la théorie qui précède.

Pour arriver d'un seul coup aux résultats, je devrais partir de l'équation différentielle :

$$(1) \qquad \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 s}{\partial x^2} + n \frac{\partial^3 s}{\partial^2 x \partial t},$$

où $s$ est l'ébranlement longitudinal et $v$ sa vitesse de propagation. Mais cette équation, qui renferme un terme amortissant, ne donnant la solution cherchée que sous forme d'une série difficile à établir, je traiterai le problème en deux parties : dans la première, je supposerai qu'il n'y a pas d'amortissement dans le fil, et j'utiliserai l'équation différentielle précédente avec la condition $n = 0$ (1'); dans la seconde, je supposerai un amortissement énorme, de manière à ne tenir compte que d'une seule réflexion de l'onde à l'extrémité du fil où se trouve la masse M. La solution exacte est intermédiaire entre les deux précédentes.

4. Soit donc $s$ le déplacement de chaque point de la corde autour de sa position d'équilibre, $x$ la distance au diapason du point considéré, $t$ le temps, $v$ la vitesse de propagation d'un ébranlement longitudinal. Je prends l'intégrale sous la forme :

$$(2) \qquad s = \Sigma \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda} + \sigma\right) \sin \frac{2\pi t}{T},$$

$\lambda = vT$; les paramètres $\Sigma$ et $\sigma$ sont arbitraires.

Imposons au diapason une oscillation d'amplitude déterminée $s_0$; nous devons avoir : $s = s_0 \sin \frac{2\pi t}{T}$, pour $x = 0$. Cette condition, transportée dans l'intégrale, lui donne la forme :

$$(3) \qquad s = \frac{s_0}{\sin \sigma} \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda} + \sigma\right) \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

Elle ne contient plus qu'une arbitraire $\sigma$ que nous terminerons à l'aide de l'équation du mouvement de la masse M.

Écrivons que l'accélération de cette masse est due à la force qui résulte de la déformation du dernier élément. D'une manière géné-

rale, si P est la tension, on a d'après la définition des paramètres $\mathcal{E}$ et E :

$$dP = \mathcal{E} dL = E \frac{dL}{L} S.$$

Le paramètre E est le module ordinaire d'Young ; L est la longueur du caoutchouc et S sa section. Quand il s'agit non plus de la déformation globale, mais de la déformation du dernier élément pour lequel $x = L$, on a : $dP = - E \frac{\partial s}{\partial x} S$, avec la condition que, si $\partial s : \partial x$ est positif, la force est dirigée vers le haut. L'équation de condition pour l'extrémité inférieure du caoutchouc est donc :

$$- M \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = \frac{\partial s}{\partial x} \cdot ES.$$

Soit maintenant $p$ la masse de caoutchouc par unité de longueur et $\delta$ la densité : la vitesse $v$ de propagation est donnée par la formule :

$$v = \sqrt{\frac{E}{\delta}} = \sqrt{\frac{ES}{p}}; \qquad ES = pv^2 = \frac{p\lambda^2}{T^2};$$

où $\lambda$ est la longueur d'onde qui correspond à la tension actuelle du caoutchouc et à la période T. L'équation de condition est donc pour l'extrémité inférieure :

$$(4) \qquad - MT^2 \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = \lambda^2 p \frac{\partial s}{\partial x}.$$

Écrivons que, pour $x = L$, l'intégrale (3) satisfait à l'équation (4); il vient :

$$(5) \qquad \text{tang}\left(2\pi \frac{L}{\lambda} + \sigma\right) = \frac{p\lambda}{2\pi M}.$$

Soit $s_1$ l'amplitude de l'oscillation de la masse M ; supposons que M est grand vis-à-vis de $p\lambda$ (par exemple, dans mes expériences, M peut être de l'ordre de 1000 grammes, $p\lambda$ de l'ordre de 10 grammes). On obtient en définitive :

$$(6) \qquad \frac{s_1}{s_0} = \frac{1}{\sin\sigma} \sin\left(\frac{2\pi L}{\lambda} + \sigma\right) = \frac{p\lambda}{2\pi M} \frac{1}{\sin\sigma}.$$

5. Discutons cette solution à la lumière de l'expérience suivante. Traçons à l'encre des traits fins sur le caoutchouc. Mettons le diapason en marche, nous pouvons très aisément déterminer les positions des nœuds et des ventres : je renvoie pour le détail à mon mémoire où je traite un cas un peu différent, mais où la technique est la même. Nous constatons qu'il y a généralement un nœud auprès de la masse M. C'est ce que montre la formule (6) : $s_1$ est toujours petit devant $s_0$, *excepté lorsque* $\sin \sigma = 0$. *Il n'y a donc pas nécessairement un ventre au niveau du diapason.*

Ces remarques générales énoncées, supposons que la masse M reste constante et qu'on prenne la longueur L pour variable.

$s_1$ est une fonction périodique de L que l'on calcule aisément avec les deux équations (5) et (6) : je ne considérerai qu'une période et ferai varier L entre 0 et $\lambda : 2$, en laissant de côté la question du signe de $s_1$ qui n'a aucun intérêt.

Pour $L = 0$, $s_1$ est grand : il devient infini pour une petite valeur de L, décroît ensuite très rapidement, varie peu pour une grande variation de L, passe par un minimum pour L voisin de $\lambda : 4$; de nouveau, $s_1$ varie peu pour une grande variation de L, croît enfin très vite quand L s'approche de $\lambda : 2$. Il redevient infini pour une valeur de L légèrement supérieure à $\lambda : 2$, et ainsi de suite.

*En définitive, si la quantité* $p\lambda : 2\pi M$ *est petite, ce qui est le cas pratique,* $s_1$ *est toujours extrêmement petit, sauf au voisinage des valeurs de* L *qui annulent* $\sigma$, *valeurs qui sont approximativement égales à un nombre entier quelconque de demi-longueurs d'onde.* Le calcul donne alors pour $s_1$ des valeurs infinies ; nous savons qu'il ne faut pas prendre ces solutions au pied de la lettre : il y a dans les hypothèses des simplifications illégitimes qui sont la cause de ces résultats *quantitativement* inadmissibles.

Pratiquement, quand la longueur L n'est pas voisine d'un nombre entier de demi-longueurs d'onde, $s_1$ est très petit. L'amplitude $s_1$ est minima quand L est un nombre impair de quarts de longueur d'onde; il y a alors un ventre sur le diapason et un nœud au niveau de la masse M. Quand au contraire L est un nombre entier de demi-longueurs d'onde, il doit exister simultanément un nœud au voisinage de la masse M et un nœud au niveau du diapason ; la solution *quantitativement* inadmissible, $s_1 = \infty$, tient à ce que ce dernier nœud coïncide avec une amplitude qui est imposée et qui, par conséquent, n'est pas nulle.

6. L'expérience vérifie tous ces faits avec une facilité surprenante.

Attachons au diapason, comme il a été dit plus haut, un long caoutchouc sur lequel nous avons tracé des traits fins; suspendons la masse M, excitons le diapason et déterminons $\lambda$. Il est inutile, pour cette opération préliminaire, de prendre des précautions pour que L ait une relation quelconque avec $\lambda$. On constate toujours un nœud près de M ; suivant la longueur L, un ventre se trouve plus ou moins loin du diapason. A partir du diapason, marquons des traits équidistants et dont la distance soit un quart de longueur d'onde.

Faisons varier L. Si $L = (2K + 1)\frac{\lambda}{4}$, il y a un ventre sur le diapason; il est alors très aisé d'entretenir une amplitude $s_0$ considérable. Le diapason vibre autant dire tout seul.

On conçoit en effet que, l'amplitude de la déformation du caoutchouc étant maxima au niveau du diapason et partout ailleurs plus petite, l'énergie totale absorbée soit relativement faible. L'observation de la surface de mercure prouve que la masse M est quasiment immobile : son amplitude $s_1$ est alors minima.

Si $L = K\frac{\lambda}{2}$, il en va tout autrement. Le diapason est difficile à entretenir même avec des courants intenses. En effet, la déformation possède l'amplitude minima au niveau du diapason; à un quart de longueur d'onde de celui-ci, elle peut être 20 fois plus considérable : le rapport dépend de l'exactitude du réglage. Dans ces conditions, il y a une énergie énorme absorbée et l'oscillation du diapason reste toujours très petite, quel que soit le courant d'entretien. L'observation de la surface du mercure montre que la masse M vibre alors avec l'intensité maxima.

Ainsi l'expérience prouve de la façon la plus nette que l'intensité de la vibration de la masse M ne décroît pas d'une manière continue, quand on augmente la longueur du caoutchouc; elle manifeste des maximums et des minimums, d'accord avec la théorie précédente et en contradiction avec la théorie ordinairement considérée comme exacte.

7. J'ai admis au numéro 4 que l'amortissement est nul : la théorie conduit donc à une périodicité rigoureuse : elle n'est évidemment pas exacte de ce chef. Pour les raisons que j'ai dites, je vais traiter le cas extrême opposé : je prendrai l'amortissement assez grand pour

n'avoir à tenir compte que d'une onde incidente sur la masse M et d'une onde réfléchie. Je peux représenter l'onde incidente par une expression de la forme :

$$e^{-\mu x} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right).$$

L'onde réfléchie possède au point $x = L$ la même amplitude, si j'admets qu'aucune énergie n'est absorbée dans l'oscillation du poids suspendu (ce qui est suffisamment exact) ; mais la différence de phase $\sigma'$ doit être déterminée de manière que l'équation différentielle (4) du mouvement de la masse M soit satisfaite. L'onde réfléchie est de la forme :

$$- e^{-\mu(2L-x)} \sin \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{2L - x}{\lambda}\right) + \sigma'\right].$$

Le mouvement $s$ à l'extrémité inférieure du caoutchouc est la somme de ces deux mouvements, somme dont l'amplitude dépend de la phase $\sigma'$ : elle contient en facteur $2 \sin \frac{\sigma'}{2}$.

La valeur de $\sigma'$ est à peu près la même, et les calculs sont beaucoup plus rapides, si on prend la somme des deux ondes sous la forme :

$$(7) \qquad s = \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) - \sin \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{2L - x}{\lambda}\right) + \sigma'\right],$$

qui revient à supposer un amortissement faible, mais un caoutchouc extrêmement long (¹). On trouve pour déterminer $\sigma'$ :

$$\operatorname{tang} \frac{\sigma'}{2} = \frac{p\lambda}{2\pi M}.$$

$\sigma'$ est toujours peu différent de o ; on peut remplacer la tangente par le sinus, et on obtient pour expression de l'amplitude : $\frac{p\lambda}{\pi M}$. Voici ce que cela veut dire :

(¹) Au point de vue mathématique, l'approximation consiste à négliger $\lambda^2 p\mu$ devant $4\pi^2 M$, ou, si l'on veut, $\lambda\mu$ devant $\frac{4\pi^2 M}{\lambda p}$. Or, dans mes expériences, le dernier terme peut être de l'ordre de 1003 et le premier de l'ordre de quelques unités.

On envoie un train permanent d'ondes au moyen du diapason le long du caoutchouc ; à mesure qu'il se propage, il diminue d'amplitude. Il arrive sur la masse M avec une certaine amplitude et se réfléchit. Si on avait alors $\sigma' = 0$, la masse M serait immobile. Le calcul montre que $\sigma'$ n'est pas nul : la masse M oscille donc ; le rapport de l'amplitude de son oscillation à l'amplitude de l'oscillation qui se réfléchit contre elle est égal à : $\frac{p\lambda}{\pi M}$.

Ce rapport est indépendant de la longueur du caoutchouc, qui doit seulement être suffisante pour que l'hypothèse soit satisfaite, à savoir qu'on n'ait pas à tenir compte de l'onde réfléchie qui reviendrait à nouveau après une seconde réflexion sur le diapason. Autrement dit, $\mu L$ est assez grand pour qu'après trois parcours l'amplitude de l'oscillation soit négligeable ; $e^{-3\mu L}$ doit être très petit.

Toutefois l'amplitude de l'oscillation de la masse M dépend de la longueur du fil : elle a sensiblement pour expression : $e^{-\mu L} \cdot \frac{p\lambda}{\pi M}$ ; elle diminue très vite quand L et $\mu$ croissent.

La solution est encore à peu près la même quand la masse M subit un frottement fonction de sa vitesse. Ses déplacements sont en effet généralement si petits, la vitesse par conséquent si faible, que l'absorption d'énergie qui en résulte est négligeable, surtout devant celle qui est due à la propagation de l'ébranlement dans le caoutchouc. Il n'y a d'ailleurs aucune difficulté à introduire un frottement fonction de la vitesse dans l'équation de condition (4). Mais alors il faut laisser indéterminée l'amplitude du mouvement réfléchi, pour avoir la seconde arbitraire nécessaire. Conformément à ce que je viens de dire, l'expérience montre qu'on ne supprime pas les trépidations en plongeant la masse M dans un liquide même très visqueux.

8. Il est évident que la solution rigoureuse du problème tient à la fois des deux solutions limites que je viens de donner. Il serait intéressant, mais difficile de partir immédiatement de l'équation complète (1). Je livre ce problème à la sollicitude des mathématiciens. Quoi qu'il en soit, si le fil est court, la périodicité du phénomène en fonction de L est absolument nette. Elle disparaît peu à peu à mesure que la longueur augmente. Quand la longueur est grande, l'influence de son accroissement intervient seulement pour amortir les vibrations dans leur propagation le long du fil.

L'une et l'autre solution contiennent en facteurs, dans l'amplitude de l'oscillation de la masse M, l'expression $p\lambda$ : M. Comme l'expérience montre que $p\lambda$ varie entre des limites restreintes quand M passe de 0 à la plus grande valeur qu'il puisse prendre, il y a avantage, pour diminuer les trépidations, à augmenter M, ce qui revient à allonger le caoutchouc de plusieurs fois sa longueur.

MM. Perrot et Fabry (*Soc. de Phys.*, 1er mai 1903) disent que le caoutchouc amortit le mieux possible pour $\Lambda = 2$ ($\Lambda$ est le rapport de la longueur actuelle L à la longueur initiale $L_0$).

Mais il y a deux questions bien différentes en jeu dans un appareil de suspension. Un support ne doit pas transmettre les vibrations; mais, de plus, il doit être fixe. Or, quand on allonge beaucoup le caoutchouc, sa réactivité devient si grande que son emploi comme support est incommode. Il me paraît certain que l'indication de ces auteurs doit être prise dans un sens un peu vague : à savoir que le caoutchouc doit être suffisamment tendu.

Il est vrai que $p\lambda$ : M passe par un minimum quand M croît : mais ce minimum correspond généralement à des $\Lambda$ très supérieurs à 2 et qui varient notablement suivant les quantités de matières étrangères (sulfate de baryte, oxyde de zinc, blanc d'Espagne) que contient le caoutchouc.

9. Je vais montrer comment on passe de la solution exposée au numéro 4 à la solution du numéro 2, quand on suppose que la vitesse de propagation d'un ébranlement longitudinal devient assez grande pour que la déformation se transmette d'une manière quasi instantanée d'un bout à l'autre du fil. Si on se bornait aux deux équations (1') et (4), on rencontrerait nécessairement une impossibilité; il faut alors compléter (4) par des termes d'amortissement; l'équation deviendra :

$$(4') \qquad -M\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = \frac{\lambda^2 p}{T^2}\frac{\partial s}{\partial x} + f\frac{\partial s}{\partial t}.$$

que nous pouvons écrire, d'après la définition des paramètres E et $\mathcal{E}$ :

$$-M\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = \mathcal{E}L\frac{\partial s}{\partial x} + f\frac{\partial s}{\partial t}.$$

Cette condition doit être réalisée pour $x = L$ : nous devons encore satisfaire en tous les points à l'équation :

$$(1') \qquad \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = v^2\frac{\partial^2 s}{\partial x^2}.$$

Mais, si $v$ est très grand, cette dernière se réduit à :

$$\frac{\partial^2 s}{\partial x^2} = 0, \quad \frac{\partial s}{\partial x} = C^{te}.$$

Reprenons maintenant les notations du numéro 2. Puisque $\frac{\partial s}{\partial x}$ est constant, nous pouvons calculer cette quantité au moyen du fil entier : $\frac{\partial s}{\partial x} = \frac{x - y}{L}$.

L'équation de condition devient donc :

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} + \varepsilon (x - y) + f \frac{dx}{dt} = 0,$$

identique à celle du numéro 2, au terme près d'amortissement dans le caoutchouc. Il n'y a d'ailleurs aucune difficulté à faire apparaître celui-ci en partant non plus de l'équation (1′), mais de l'équation (1), puisque le dernier terme de cette équation implique précisément un frottement proportionnel à la vitesse de déformation.

Ainsi les deux théories ne sont pas *en principe* contradictoires, quoique donnant des résultats expérimentaux contradictoires. La théorie de Helmholtz est un cas très particulier de l'autre, plus exactement un cas limite.

10. Reste à savoir si, dans la pratique, c'est-à-dire quand le diapason est remplacé par un mur, les conditions de la théorie complète ou de son cas limite se trouvent réalisées.

Sans aucun doute, dans toutes les suspensions où l'on utilise du caoutchouc, on est très loin du cas limite. Il faudrait supposer pour les trépidations du sol des périodes beaucoup trop longues. Résulte-t-il de là qu'on obtiendra un phénomène périodique par rapport à L ? Évidemment non, car les trépidations du sol n'ont pas la régularité des vibrations d'un diapason ; surtout il est difficile d'admettre que les murs donnent un son simple. La périodicité du phénomène doit disparaître, masquée par sa complexité.

D'ailleurs il ne faut pas oublier que les perturbations longitudinales ne sont pas seules à se transmettre, surtout quand le caoutchouc est mince et sans raideur notable; il peut naître des perturbations transversales, dont les théories n'ont jamais tenu compte et qui sont cependant infiniment plus gênantes que les longitudinales. Elles sont analogues à celles qu'on obtient dans l'expérience de

Melde; leur production est étudiée dans une note jointe à mon mémoire *Sur les modules d'élasticité du caoutchouc vulcanisé.*

Quand on emploie des suspensions en ressorts à boudin, il est possible qu'on se trouve plus près du cas limite : c'est une question à discuter pour chaque appareil. Enfin, dans la suspension de Julius qui utilise des fils métalliques, il semble qu'on puisse admettre sans grande erreur que le mouvement se propage instantanément. La vitesse de propagation d'un ébranlement longitudinal est en effet de plusieurs milliers de mètres, 5000 environ pour un fil d'acier. Pour une vibration de $0^s,01$ de période, $\lambda$ est pour l'acier de l'ordre de 50 mètres, et pour le caoutchouc de $0^m,50$ seulement.

Bien entendu, le travail qui précède ne modifiera pas ce qu'on a coutume de faire : il y a une quinzaine d'années, au laboratoire de M. Mascart au Collège de France, on se servait couramment des suspensions en caoutchouc pour les galvanomètres très sensibles et on y savait qu'il faut employer les tensions les plus fortes et les longueurs les plus grandes possible. Je me rappelle un galvanomètre balistique ayant pour miroir son aimant, et qui fonctionnait correctement dans ce quartier plutôt tourmenté. J'ai moi-même étudié à cette époque la réflexion métallique sur la surface d'un mercure porté par une suspension en caoutchouc : aucune difficulté ne s'est présentée au sujet de la perfection des images. La solution expérimentale est donc connue depuis longtemps; ce n'est pas une raison pour négliger la théorie.

---

## BOLOMÈTRES UTILISÉS COMME DÉTECTEURS D'ONDES ÉLECTRIQUES;

Par M. TISSOT.

Nous avons signalé à différentes reprises les résultats que nous avons obtenus en utilisant le bolomètre comme détecteur d'ondes électriques à distance.

Le principe de l'appareil est bien connu. Deux fils métalliques fins sont intercalés respectivement dans les branches d'un pont; les variations de température de l'un des fils causent des variations de résistance qui se trouvent enregistrées par le galvanomètre du pont préalablement équilibré.

Dans les conditions d'emploi de nos appareils, l'effet thermique enregistré est dû au courant induit dans une antenne réceptrice par des émissions d'ondes hertziennes à distance.

Le bolomètre a déjà été employé dans des circonstances analogues par différents observateurs, par Rubens et par Tietz, notamment. Mais, ce qui nous paraît intéressant à signaler, c'est que les dispositifs que nous avons réalisés ont une sensibilité suffisante pour permettre d'opérer des mesures à une cinquantaine de kilomètres du poste d'émission. Les branches bolométriques sont constituées par des fils de platine absolument pur, dont le diamètre est de 20 μ ou de 10 μ à 12 μ dans les modèles réalisés. Nous avons éprouvé longtemps de grandes difficultés à nous procurer du platine assez pur pour présenter un coefficient de variation élevé. Aussi avions-nous dû tout d'abord nous astreindre à le préparer nous-même.

Les moindres traces d'iridium accroissent beaucoup la résistivité et diminuent notablement le coefficient de variation. L'élimination méthodique des métaux étrangers nous a donné un platine qui présente un coefficient de variation de $\frac{38}{10^4}$.

C'est ce platine, tréfilé directement, qui a été utilisé à la construction des appareils de 20 μ de diamètre.

Nous avons pu depuis faire usage de fil à la Wollaston et réaliser des diamètres voisins de 10 μ; mais le métal n'est pas aussi pur et le coefficient de variation n'atteint alors que $\frac{32}{10^4}$ à $\frac{33}{10^4}$.

Dans l'établissement du bolomètre, on doit, d'une part, assurer avec soin l'isolement thermique des branches bolométriques, et, d'autre part, localiser l'action de l'onde dans l'une seule des branches.

A cet effet les branches, qui sont rectilignes et très courtes ($1^{cm},5$ de longueur dans les modèles les plus sensibles), sont disposées très près l'une de l'autre dans une même enceinte.

Dans l'un des modèles utilisés, ces branches sont dans le vide. L'enceinte qui les contient, et qui est de dimensions aussi réduites que possible, est entourée de deux enveloppes successives en laiton argenté et poli comprenant entre elles une mince lame d'air. Le tout est immergé dans une petite cuve pleine d'eau.

Dans un autre modèle, l'isolement thermique est assuré d'une manière beaucoup plus efficace et plus simple par un vase de verre argenté à double paroi et à vide (vase de Dewar).

Selon le genre de mesures auxquelles l'appareil est destiné, deux procédés différents sont employés pour localiser l'action de l'onde.

L'un de ces procédés (c'est celui qui a été employé par Rubens) consiste à constituer chacune des branches du bolomètre par quatre bouts de fil parfaitement identiques et disposés en forme de pont (schéma, *fig.* 1).

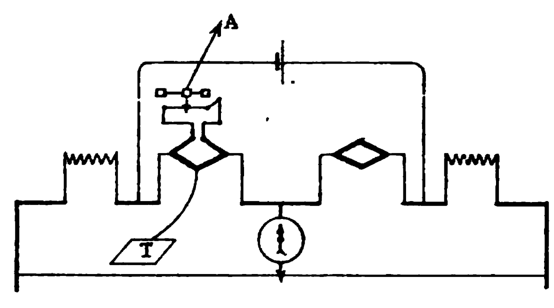



Fig. 1.

L'antenne et la terre sont reliées aux extrémités de la diagonale qui ne se trouve pas dans le circuit du pont principal.

Sous cette forme, l'appareil peut être étalonné directement par un courant continu et servir de *wattmètre* (la résistance de l'appareil étant connue et sa self-induction négligeable).

Le procédé employé pour effectuer les mesures consiste à enregistrer la déviation permanente du galvanomètre du pont principal sous l'action des ondes reçues pendant une durée convenable. On remplace les connexions avec l'antenne et la terre par la mise en relation avec les pôles d'une source électrique capable de fournir dans le pont constitué par la branche bolométrique un courant continu donnant la même déviation au galvanomètre du pont principal. Il faut que le déréglage de l'équilibre du pont principal soit produit uniquement par l'effet thermique développé dans le pont auxiliaire. Pour pouvoir réaliser exactement les conditions voulues, on a ajouté au pont auxiliaire un dispositif de réglage, sorte de petit pont à corde à gros fil (fil à faible coefficient de variation).

Les conditions de réglage se trouvent réalisées lorsqu'on obtient des déviations du galvanomètre de même sens et rigoureusement égales quand on inverse le courant continu dans le pont auxiliaire.

L'autre procédé de localisation de l'effet des ondes, qui a été

exclusivement utilisé dans les modèles les plus sensibles, consiste à intercaler entre les branches bolométriques, constituées chacune par un bout de fil simple, des bobines de self convenables (sans fer) déterminées au préalable par l'expérience.

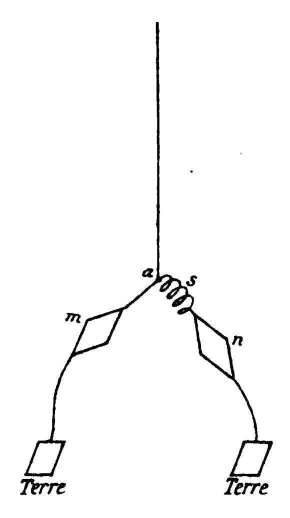



Fig. 2.

Cette détermination s'opère à l'aide du bolomètre à pont auxiliaire. On dispose en parallèle entre l'antenne et la terre la branche bolométrique en pont, *m*, et une résistance non inductive absolument identique, *n*.

Dans ces conditions, on constate que la déviation du galvanomètre est exactement la moitié de la déviation obtenue quand on supprime la dérivation *n*.

On intercale alors entre les points *a* et *n* une bobine dont on fait varier le nombre des spires jusqu'à ce que l'on obtienne la même déviation au galvanomètre (sous l'action des ondes) que lorsque la dérivation n'existe pas. Les bobines ainsi déterminées comportent un petit nombre de spires et présentent une très faible résistance.

On en dispose deux parfaitement identiques dans les branches conjuguées du pont.

L'antenne et la terre se trouvent alors reliées comme l'indique le schéma (2) (*fig.* 3).

L'avantage d'une pareille disposition est manifeste, tant au point

de vue de la simplicité qui en résulte dans l'établissement de l'appareil qu'à celui de l'accroissement de la sensibilité.

A résistance égale, en effet, la branche bolométrique étant simple présente une masse quatre fois plus faible que dans le dispositif en pont auxiliaire.

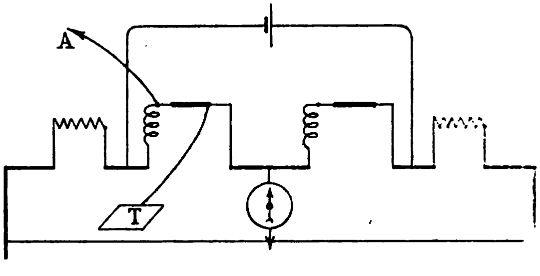



Fig. 3.

En revanche, l'appareil ne peut fournir que des mesures relatives et doit être étalonné par comparaison avec le bolomètre à pont auxiliaire. Selon la résistance donnée aux branches bolométriques, on obtient un appareil susceptible de fonctionner comme *ampèremètre* ou comme *voltmètre*.

La sensibilité du dispositif dépend, bien entendu, de celle du galvanomètre utilisé sur le pont principal. Le *wattmètre* (à pont auxiliaire), qui est le moins sensible, permet d'obtenir aisément des mesures *directes* de l'énergie reçue à une distance d'une vingtaine de kilomètres du poste d'émission.

L'*ampèremètre*, qui a une résistance d'une quinzaine d'ohms, donne à 4 kilomètres de distance des déviations d'une centaine de divisions de l'échelle avec un galvanomètre d'Arsonval du type courant de 2 à 3 mégohms de constante. En l'associant à un galvanomètre genre Thomson (Broca-Carpentier) d'une dizaine d'ohms de résistance, on obtient à 30 kilomètres des déviations d'une vingtaine de divisions pour des étincelles de 5 centimètres à l'émission, et des déviations de toute l'échelle à 4 kilomètres pour des étincelles de 1 millimètre.

Avec une pareille sensibilité, on conçoit que l'on puisse actionner directement à des distances modérées un siphon recorder ; et, comme le bolomètre permet de mettre en jeu les phénomènes de résonance de la manière la plus nette, il est possible d'obtenir ainsi

l'inscription de signaux en réalisant une véritable syntonie électrique, ce qui est manifestement impossible à l'aide du cohéreur.

Ce n'est pas en vue de la réception de signaux que le bolomètre présente de l'intérêt en tant que détecteur d'ondes, mais comme appareil de mesures.

Indépendamment de l'usage que nous avons signalé comme *wattmètre* (1), il peut servir à déterminer les conditions de résonance, c'est-à-dire être employé comme « ondomètre » délicat et précis.

Nous avons eu l'occasion d'en indiquer l'emploi à cet objet au sujet d'une étude sur le détecteur magnétique (2).

Il s'agissait alors de la mise en résonance de systèmes indirects. Le même procédé est susceptible d'être appliqué aux systèmes directs.

Bien que la mise en résonance de pareils systèmes (toujours fortement amortis) ne puisse conduire à réaliser sur cohéreur qu'une syntonie extrêmement imparfaite, il est cependant utile d'établir cette résonance, car l'expérience montre que l'on obtient ainsi un accroissement notable des portées.

La manière la plus simple de réaliser les conditions de résonance consisterait à se servir à l'émission et à la réception de deux antennes parfaitement identiques. Le bolomètre montre bien en effet que la résonance se trouve réalisée en pareil cas. Mais il n'est pas toujours possible de satisfaire à ces conditions. L'importance pratique du procédé résulte du fait qu'on ne peut *en général* se servir d'antennes identiques dans les postes à mettre en communication. Sur les bâtiments, notamment, la hauteur dont on dispose se trouve limitée par celles des mâtures, et l'on est conduit à faire usage d'antennes de formes assez différentes.

L'expérience montre que les conditions de résonance (en système direct) ne sont pas alors réalisées en général par l'égalité des longueurs, ainsi que cela a rigoureusement lieu quand les antennes ont la même forme.

Voici, par exemple, les résultats fournis par une expérience exécutée à 10 kilomètres entre un poste muni d'une antenne coudée de longueur variable, mais de hauteur (ou projection verticale) cons-

(1) *C. R. de l'Ac. des Sc.*, 14 mars 1904.
(2) *J. de Phys.*, février 1904.

tante, et un poste muni d'une antenne réceptrice quasi verticale de longueur invariable. L'antenne d'émission avait 40 mètres de hauteur (en projection verticale) et était constituée par une portion supérieure, à quatre branches parallèles, de 30 mètres de longueur et un bout inférieur simple dont on faisait varier progressivement la longueur.

L'antenne de réception était constituée par quatre branches parallèles et avait 60 mètres de longueur totale (depuis le sommet jusqu'à la prise de terre).

On obtenait ainsi :

| Longueur de l'antenne d'émission | Déviations | Longueur de l'antenne d'émission | Déviations |
|---|---|---|---|
| 45 mètres. . . . . | 21 | 55 mètres. . . . . | 43 |
| 47 — . . . . . | 33 | 57 — . . . . . | 38 |
| 49 — . . . . . | 42 | 59 — . . . . . | 32 |
| 51 — . . . . . | 51 | 61 — . . . . . | 29 |
| 53 — . . . . . | 50,5 | 63 — . . . . . | 25 |

Il y a un maximum très net pour une longueur de l'antenne d'émission vraisemblablement égale à 52 mètres, c'est-à-dire notablement plus faible que celle de l'antenne réceptrice. Les différents systèmes essayés fournissent des résultats analogues.

L'expérience montre d'ailleurs que, lorsqu'on a mis deux systèmes différents en résonance avec un même système, les deux premiers se trouvent aussi en résonance entre eux.

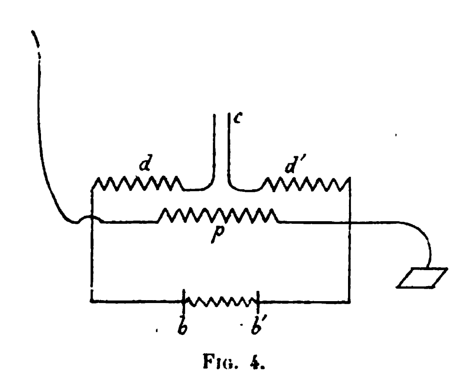


Fig. 4.

Le bolomètre peut être disposé sur le secondaire d'un transformateur de réception (jigger) et permet d'étudier la résonance de pareils systèmes. On peut alors déterminer exactement ce que l'on appelle communément les conditions d'accord du jigger de réception.

Le primaire *p* (*fig.* 4) étant intercalé entre l'antenne et la terre, on relie la branche bolométrique *bb'* aux extrémités extérieures de l'enroulement secondaire.

Les extrémités intérieures de cet enroulement sont reliées aux armatures d'un condensateur *c* de faible capacité.

En faisant varier le nombre des sections, c'est-à-dire les tours de l'enroulement secondaire, on trouve par exemple :

| Nombre de sections | Déviations | Nombre de sections | Déviations |
|---|---|---|---|
| 1. . . . . . . . | 7 | 6. . . . . . . . . | 106 |
| 2. . . . . . . . | 20 | 7. . . . . . . . . | 90 |
| 3. . . . . . . . | 66 | 8. . . . . . . . . | 72 |
| 4. . . . . . . . | 96 | 9. . . . . . . . . | 40 |
| 5. . . . . . . . | 105 | 10. . . . . . . . | 28 |

Ce qui détermine, pour le montage réalisé, le nombre le plus favorable des sections à adopter.

Une application plus intéressante consiste à intercaler le bolomètre dans un résonateur Blondlot excité par l'antenne réceptrice. Le résonateur est constitué par un seul tour de fil, enroulé sur un cadre circulaire ou rectangulaire de dimensions déterminées, et coupé par un condensateur. En faisant varier la capacité du condensateur, on réalise des conditions de résonance qui permettent de déterminer la période des oscillations de l'antenne réceptrice. La self-induction peut en effet être rigoureusement calculée comme dans les expériences classiques de M. Blondlot, et la capacité mesurée directement.

Voici, à titre d'exemple, le résultat d'une expérience exécutée sur une antenne réceptrice de 60 mètres (recevant des émissions à plusieurs kilomètres de distance) excitant un résonateur circulaire de 72 centimètres de diamètre constitué par 1 tour de fil de $0^{cm},1$ de diamètre :

| Capacité | Déviations | Capacité | Déviations |
|---|---|---|---|
| 1. . . . . . . . | 32 | 3,5. . . . . . . | 152 |
| 1,5. . . . . . . | 90 | 4. . . . . . . . . | 145 |
| 2. . . . . . . . | 130 | 5. . . . . . . . . | 115 |
| 2,5. . . . . . . | 160 | 6. . . . . . . . . | 95 |
| 3. . . . . . . . | 165 | 8. . . . . . . . . | 79 |

Ces différents exemples montrent quelles sont les circonstances variées dans lesquelles on peut se servir des appareils. On conçoit

d'ailleurs qu'il soit possible de satisfaire pratiquement aux conditions de résonance d'un grand nombre de manières.

Les observations au bolomètre ne se bornent pas à fournir dans chaque cas les conditions de résonance. Elles permettent d'en faire la comparaison et font connaître les systèmes pour lesquels la valeur *moyenne* de l'énergie reçue est maximum. Ce ne sont pas d'ailleurs nécessairement ceux que l'on doit utiliser pour la réception sur cohéreur ou sur détecteur magnétique.

Nous avons montré par ailleurs que c'est alors l'*effet maximum* et non l'*effet moyen* qui intervient dans le phénomène ; or cet effet maximum dépend des conditions d'amortissement du système.

---

**PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;**

T. V ; janvier-avril 1904.

A. KORN. — Ueber eine einfache Methode zur Erzeugung synchroner Rotationen an zwei entfernten Stationen unter Verwendung des Frequenzmessers von R. Hartmann-Kempf (Méthode simple pour assurer le synchronisme de deux mouvements de rotation en deux points éloignés en employant le fréquencemètre de R. Hartmann-Kempf). — P. 25-27.

La question se pose dans la transmission télégraphique des photographies, gravures, manuscrits, etc. Entre autres conditions il faut réaliser la rotation synchrone de deux tambours et, en outre, empêcher que les petits écarts inévitables ne se totalisent.

Le moteur qui possède la vitesse la plus constante parmi les moteurs à courant continu est le moteur excité en dérivation. La puissance doit être grande relativement à celle qu'exige la mise en marche du tambour. Il suffit d'une puissance de 0,35 kilowatt, alors même que le moteur est employé en même temps à transformer 0,20 kilowatt en courant alternatif. Chacun des moteurs est muni de bagues pour recueillir ce courant alternatif et l'envoyer dans un fréquencemètre de Hartmann-Kempf. En agissant sur le rhéostat d'excitation, on maintient le fréquencemètre à l'indication voulue, ce qui permet le réglage de la vitesse à 1/4 0/0 avec une vitesse de 50 tours par seconde.

Pour obtenir le synchronisme, on agit seulement à l'une des stations, sur le tambour qui est en avance. Supposons que la fré-

quence soit 99 1/2 à la station I et 100 1/2 à la station II. On arrêtera à chaque tour le tambour II pendant un intervalle de temps $\left(\frac{1}{100} + \varepsilon\right)$ seconde, $\varepsilon$ représentant l'écart avec le synchronisme. Cet arrêt est produit par un crochet qui vient saisir une came portée par le tambour II. Celui-ci est monté à frottement doux sur son axe, frottement suffisant toutefois pour l'entraîner immédiatement à pleine vitesse dès que la came est dégagée. Un réglage permet d'assurer le degré de frottement voulu. La came est dégagée dès qu'un point bien déterminé du tambour I se trouve en face d'un levier : à ce moment la station I envoie un courant à la station II, courant qui, par l'intermédiaire d'un relais, écarte le levier qui porte le crochet d'arrêt.

La transmission doit donc être interrompue après chaque révolution du tambour pendant un intervalle très court, environ 2 0/0 de la période. Le récepteur est mis automatiquement hors circuit pendant cet intervalle.

M. Lamotte.

A. KORN. — Ueber Gebe und Empfangsapparate zur electrischen Fernübertragung von Photographien (Sur les transmetteurs et les récepteurs employés dans la transmission électrique des photographies). — P. 113-118.

La photographie à transmettre est reportée sur une pellicule transparente et enroulée sur un cylindre de verre ; à l'intérieur de ce cylindre se trouve une résistance de sélénium fixée sur l'axe. La lumière d'une lampe Nernst, concentrée par une lentille couvre sur la pellicule une petite surface de 1 millimètre carré environ et vient tomber ensuite sur le sélénium. Le cylindre effectue un tour complet en vingt secondes et en même temps se déplace de 1 millimètre suivant son axe.

Le sélénium est intercalé dans la ligne de transmission. Par suite du mouvement du cylindre, les éléments de surface de la pellicule défilent successivement entre la source lumineuse et le sélénium ; celui-ci reçoit une quantité de lumière variant avec la tonalité de l'élément et présente au courant de ligne une résistance plus ou moins grande suivant cette quantité de lumière. L'intensité du courant de ligne varie donc en raison de la transparence des éléments de la pellicule.

Dans le récepteur se trouve un cylindre tournant avec une vitesse supérieure de 1 0/0 à la vitesse du cylindre transmetteur. Le long de ce cylindre se déplace un tube raréfié avec deux électrodes, à raison de 1/4 de millimètre par tour. Les électrodes de ce tube sont reliées au secondaire d'un transformateur Tesla par l'intermédiaire de deux exploseurs. L'écartement de chacun de ces exploseurs est réglé par un index fixé au cadre d'un galvanomètre Deprez-d'Arsonval, dans lequel passent les courants de ligne. La longueur d'étincelle est d'autant plus grande que le courant de ligne est plus intense. L'éclat du tube augmente évidemment avec cette longueur d'étincelle. Le tube est entièrement enfermé dans une enveloppe opaque ne présentant qu'une fente étroite du côté du cylindre. La lumière émise par le tube et sortie par cette fente vient tomber sur une pellicule sensible enroulée sur l'axe du cylindre.

Une résistance auxiliaire en dérivation sur la ligne permet d'amener le courant dans le galvanomètre à zéro, pour obtenir les tons moyens; aux tons plus clairs correspond une élongation du galvanomètre dans le sens qui ouvre les exploseurs.; aux tons plus foncés, une élongation en sens contraire.

Ce procédé a l'inconvénient que l'intensité lumineuse du tube, qui augmente d'abord régulièrement quand on diminue l'intervalle explosif, subit à un moment donné une brusque augmentation et n'éprouve plus ensuite que des variations peu sensibles. On obtient de meilleurs résultats en réglant l'intensité du tube par des résistances que les mouvements du galvanomètre introduisent dans le circuit ou suppriment.

Les mouvements des deux tambours sont synchronisés par le dispositif décrit précédemment.

M. Lamotte.

Ejnar Hertzsprung. — Vergleich einiger Spekralphotometrischer Resultate (Comparaison de quelques résultats photométriques). — P. 34.

L'auteur a calculé pour des longueurs d'onde croissant de 20 en 20 $\mu\mu$, entre 430 et 690 $\mu\mu$, le rapport des intensités lumineuses de la lumière solaire (hauteur du soleil 34°,5 environ) et de la lampe d'Hefner; il a employé pour le soleil les données des expériences bolométriques de Langley (1), l'intensité pour $\lambda = 590$ étant prise pour

(1) *Wied. Ann.*, XIX, 238; 1883.

unité, et pour la lampe la formule

$$\frac{1}{\varepsilon} = C\lambda^5 \left(e^{\frac{1.46}{\lambda T}} - 1\right).$$

où ε représente l'intensité, T la température absolue (évaluée à 1285°), C une constante choisie de façon que ε soit égale à 1 pour λ = 590°. Les nombres trouvés sont très voisins des rapports déterminés par des expériences directes de Köttgen ([1]) (hauteur du soleil entre 51 et 56°). Cet accord remarquable est une justification de la formule employée.

P. Lugol.

PFLUEGER. — Die Energieverteilung in den Funkenspektren der Metalle (Répartition de l'énergie dans les spectres des métaux). — P. 34-36.

Les mesures ont été faites au moyen d'une pile thermo-électrique disposée derrière une fente de $0^{mm},6$ de largeur dans le plan focal de la lunette d'un spectromètre à prisme et lentilles de fluorine. Tous les métaux étudiés ont montré un maximum très accentué dans l'extrême ultra-violet (l'absorption par l'air n'a pas permis d'aller au delà de λ = 180 μμ) ; pour la plupart d'entre eux, le maximum se produit au-dessous de 260 μμ. Il y a exception pour Mg, dont le triplet 280 μμ correspond à la plus grande quantité absolue d'énergie mesurée par l'auteur ; le groupe 186 μμ d'Al, le groupe 190 μμ de Zn sont de beaucoup les plus intenses des spectres correspondants ; Ni a un maximum très accentué entre 220 et 225 μμ. Un autre maximum beaucoup plus faible existe dans l'infra-rouge ; bien qu'on puisse être porté à attribuer l'augmentation de la quantité d'énergie reçue par la fente à la grande diminution de la dispersion de la fluorine, la soudaineté de cette augmentation incline l'auteur à croire qu'il s'agit bien d'un maximum réel.

Bien que l'installation du déflagrateur et son alimentation influent énormément sur le spectre, en particulier sur son intensité absolue, l'auteur croit à l'existence réelle d'un maximum très marqué dans l'ultra-violet ; il l'a retrouvé avec un réseau de Rowland, et aussi en faisant éclater l'étincelle à 20 centimètres de la pile enfermée dans un récipient vide ([2]), et interposant des écrans appropriés (verre rouge ;

([1]) *Wied. Ann.*, LIII, 809 ; 1894.
([2]) Lebedew, *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 95 ; 1893.

plaque de verre opaque au-dessous de 330 $\mu\mu$ ; verre ultra-violet de Schott ; quartz).

P. Lugol.

RUDOLPH. — Über die Durchlässigkeit von Nebel für Lichtstrahlen von verschiedener Wellenlänge (Transparence du brouillard pour les radiations lumineuses de longueurs d'onde différentes). — P. 36.

La comparaison des intensités de deux sources par les procédés ordinaires n'a de valeur que pour l'éclairage des villes, où l'absorption par l'atmosphère n'a pas d'influence sensible à cause de la faible portée des sources ; mais il n'en est pas de même pour les phares, parce que des sources de compositions différentes, ayant même pouvoir éclairant à faible distance, perdent cette égalité d'effet, si l'atmosphère absorbe inégalement les diverses radiations. La marche à suivre pour comparer les sources à ce point de vue spécial dans le laboratoire est la suivante : 1° on évalue l'importance relative de chaque groupe de radiations de longueurs d'onde voisines (jaune autour de D, par exemple) dans l'intensité totale ; 2° on fait l'étude spectrophotométrique de chacune des sources à comparer. Pour comparer les intensités à une distance donnée, on tiendra compte de l'absorption exercée sur l'atmosphère par chaque groupe de radiations.

Pour justifier cette manière de faire, on a d'abord cherché, par une méthode qui n'est pas indiquée, à évaluer les pouvoirs éclairants des diverses radiations, et on a traduit les résultats par une courbe qui présente un maximum vers la raie D ; l'étude spectrophotométrique de huit sources différentes, combinée avec ces résultats, a permis d'en calculer l'intensité totale en bougies Hefner ; les nombres diffèrent assez peu de ceux qu'a fournis une comparaison directe pour qu'on soit en droit d'attribuer à cette méthode un intérêt pratique.

Dans la deuxième partie du travail, on a étudié l'absorption par le brouillard dans toutes les régions du spectre ; l'un des champs du photomètre à polarisation recevait la lumière émanée de la source et réfléchie sur un miroir ; la lumière arrivant à l'autre avait traversé une épaisseur de 1 mètre d'une brume artificielle obtenue en injectant de la vapeur dans un cylindre entouré d'un manchon à circulation d'eau froide. La densité du brouillard était mesurée par le rap-

port de l'intensité totale de la lumière directe à l'intensité de la lumière transmise. On a été jusqu'à 300.

L'auteur a trouvé qu'en moyenne l'absorption croît assez régulièrement du bleu au rouge.

La rédaction fait remarquer que, d'après des recherches sur la résonance optique parues dans le même recueil[1], ce résultat ne peut être généralisé, et s'applique uniquement au brouillard particulier réalisé par l'auteur, parce que la position du maximum d'absorption peut être déplacée d'une manière quelconque dans le spectre, suivant la grosseur des gouttelettes.

P. Lugol.

O.-W. RICHARDSON. — Ueber die einem Vakuum durch erhitzte Leiter erteilte Leitfähigkeit (Conductibilité communiquée à un espace raréfié par les conducteurs chauds). — P. 6-11.

D'après l'ensemble des expériences, il est probable que l'ionisation négative produite par les métaux maintenus à haute température est provoquée par des électrons négatifs émis par le métal (J.-J. Thomson).

En appliquant à ces électrons les calculs faits pour les particules gazeuses dans la théorie cinétique, on trouve que l'intensité du courant saturé doit être liée à la température par une équation de la forme :

$$I = A\theta^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{b}{\theta}}$$

où A et $b$ sont des constantes pour tous les métaux, leur valeur dépendant pourtant du traitement subi par ces métaux.

Les expériences effectuées sur le platine et le charbon montrent que la force électromotrice nécessaire pour produire le courant de saturation varie avec la pression du gaz. Avec le charbon, par exemple, 15 volts suffisent lorsque le gaz est à la pression de $0^{mm},001$.

L'intensité de courant qu'on peut réaliser est beaucoup plus grande qu'on ne s'y attendrait ; avec le charbon, elle atteint jusqu'à 2 ampères par centimètre carré sous une force électromotrice de 60 volts, dans un gaz à la pression de 1/600 de millimètre.

(1) T. IV, p. 208, 258, 338, 339, 404, 426.

Les valeurs de A et de $b$ seraient les suivantes :

| | A | $b \cdot 10^{-4}$ |
|---|---|---|
| Platine | $10^{26}$ | 4,93 |
| Charbon | $10^{34}$ | 7,8 |
| | | 9,7 |
| | | 11,9 |
| Sodium | $10^{31}$ | 3,16 |

Les nombres déduits de ceux-ci pour la quantité d'électrons contenus dans un centimètre cube de métal sont d'accord avec ceux de Patterson, en ce qui concerne le platine : pour les autres conducteurs, ils sont d'une grandeur absurde. Il faut remarquer d'ailleurs qu'en faisant varier $b$ avec la température même très lentement, les valeurs de A sont modifiées dans un rapport énorme (de 1 : $10^8$, par exemple).

L'intensité considérable que peut prendre le courant de saturation dans le gaz à une très faible pression est un argument en faveur de l'opinion d'après laquelle les ions ne seraient pas empruntés au gaz extérieur, mais résulteraient d'un échange entre le gaz et le métal.

M. Lamotte.

J. STARK. — Ionisierung durch den Stoss negativer Ionen von glühender Kohle (Ionisation par les collisions des ions négatifs émis par un charbon incandescent). — P. 51.

Un filament de charbon en forme de fer à cheval est fixé au centre d'une ampoule de verre ayant un diamètre de $2^{cm},5$. Vis-à-vis du sommet, à 6 millimètres de distance, se trouve une tige de métal T de $1^{mm},5$ de diamètre scellée dans une tubulure latérale. Le filament est porté à l'incandescence par un courant : la différence de potentiel entre les extrémités est $a = 6$ volts.

L'extrémité positive est, d'autre part, reliée à la tige T par un circuit comprenant une batterie d'accumulateurs, un galvanomètre et un rhéostat de 500 ohms ; la tige communique avec le pôle positif de la batterie.

La différence de potentiel entre l'anode T et le filament formant cathode varie d'un point à l'autre de ce dernier, entre $x$, valeur correspondant à l'extrémité positive du filament, et $x + a$.

L'emploi du charbon permet d'atteindre de hautes températures et, par suite, d'obtenir des courants non spontanés de $5 . 10^{-7}$ ampère.

Au voisinage de la cathode, la densité du gaz est plus faible qu'à l'anode et, par conséquent, le parcours libre moyen des ions est plus grand.

Les ions négatifs, parcourant une chute de potentiel plus grande, arrivent auprès de l'anode avec une énergie considérable et provoquent par leurs collisions l'ionisation du gaz. Pour la même raison, les ions positifs produits par collision au voisinage de l'anode atteignent pour la plupart la cathode incandescente avant de s'être heurtés aux molécules gazeuses.

La température de la cathode est assez élevée pour qu'un faible accroissement de cette température provoque une augmentation notable des électrions négatifs. Cette augmentation se produit en tous les points où arrivent les ions positifs avec une grande énergie cinétique. Il s'ensuit qu'il est aisé de reconnaître le moment où le courant sans ionisation par collisions fait place au courant accompagné d'une telle ionisation.

La courbe représentant la différence de potentiel V entre les électrodes, en fonction de l'intensité *i* du courant, présente deux points anguleux.

Le premier correspond à $V_1 = 11$ volts (entre l'extrémité positive du filament et l'anode), le deuxième à $V_2 = 27$ volts. Ces points marquent le début de l'ionisation par collisions, le premier dans la vapeur de mercure, le deuxième dans le gaz. A partir de 27 volts, l'intensité croît avec une extrême rapidité.

Le point $V_1$ se rapproche de l'origine quand la pression du gaz diminue; mais il ne dépasse jamais vers la droite l'abscisse 11 volts. Ce chiffre représente donc la tension d'ionisation pour les électrions négatifs dans la vapeur de mercure.

Une remarque analogue s'applique au point $V_2$, dont l'abscisse ne dépasse pas 27 volts. Ces 27 volts représentent la tension d'ionisation des électrions négatifs pour le gaz azote (peut-être mélangé d'hydrogène dégagé par le filament de charbon).

Dans la partie ascendante de la courbe, l'intensité croît à mesure que la pression du gaz diminue: ce qui s'explique par l'influence des parois.

Tant que la différence de potentiel entre les électrodes est inférieure à la tension d'ionisation, l'intensité est à peu près constante,

pour une même pression du gaz : elle diminue avec la pression du gaz.

La lumière positive à l'anode se produit seulement quand l'ionisation du gaz par collisions a lieu: ce qui exige que les ions négatifs créés à la cathode par le courant auxiliaire aient à parcourir entre la cathode et l'anode une distance et une chute de potentiel notables. Le courant secondaire correspondant au déplacement de ces ions négatifs se distingue du courant primaire par une valeur bien moindre de la chute de potentiel cathodique : la chute secondaire est égale seulement à la tension d'ionisation ; la chute primaire dépasse plusieurs centaines de volts.

D'après la théorie, le travail que fournit un ionisateur quelconque pour ioniser un gaz doit avoir une limite inférieure et être dans un large intervalle indépendant de la température. Ces deux prévisions sont confirmées par l'expérience.

Cette limite inférieure du travail d'ionisation doit être la même pour l'énergie cinétique moyenne que doivent posséder les ions négatifs pour provoquer la luminescence du gaz.

En fait, cette luminescence ne se produit que simultanément avec l'ionisation. Le gaz ne s'illumine que dans les régions où la tension d'ionisation est atteinte, quoique la densité du courant n'y soit pas plus élevée.

Une stratification de lumière positive ne peut se produire si la différence de potentiel entre ses deux faces tombe au-dessous d'un certain minimum.

Dans un mélange de gaz, l'ionisation de chacun commence quand la tension d'ionisation qui lui est propre est atteinte.

M. Lamotte.

P.-L. TUFTS. — Die Erscheinung der Ionisation in Flammen (Le phénomène de l'ionisation dans les flammes). — P. 76-80.

La résistance électrique d'une flamme, quand on fait usage d'électrodes de platine, peut être partagée en trois parties : la résistance $R_c$ de la région qui entoure immédiatement la cathode, la résistance $R_a$ de la région voisine de l'anode, la résistance $R_f$ du reste de la flamme. En général $R_c$ est très grand, parce que la grande vitesse des ions négatifs entraîne au voisinage de la cathode une diminution très marquée de la concentration de ces ions. Il s'ensuit qu'une va-

riation relative même notable de $R_i$ peut ne modifier que très peu la valeur de la résistance totale R : ce qui expliquerait la variation anormale de l'intensité avec la force électromotrice qu'on observe dans les flammes, si on fait usage des électrodes en platine.

Il est possible de ramener la résistance $R_c$ à l'ordre de grandeur de $R_i$ en recouvrant la cathode de platine de chaux en poudre. Les oxydes de calcium, de baryum, de magnésium, portés au rouge blanc, émettent en effet des ions négatifs ; grâce à ces ions, la concentration se maintient au voisinage de la cathode, et l'intensité du courant qui traverse la flamme devient 5 ou 600 fois plus grande. L'effet subsiste alors même que la coloration de la flamme a disparu : il ne disparaît qu'après grattage du fil de platine. Un traitement analogue de l'anode ne modifie en rien l'intensité du courant.

Les électrodes ainsi préparées sont introduites dans les flammes de deux becs Bunsen, où on insuffle un mélange d'air et de gaz dans lequel on a pulvérisé une dissolution concentrée de chlorure de sodium. Entre ces deux becs sont placés trois becs papillon, recevant un mélange d'air et de gaz qui a traversé un second pulvérisateur renfermant la dissolution du sel qu'on veut étudier. Les flammes viennent en contact les unes avec les autres ; mais en aucun cas les flammes intermédiaires ne peuvent venir lécher les électrodes. La force électromotrice est de 150 volts. On reconnaît que les résistances $R_c$ et $R_a$ sont négligeables vis-à-vis de la résistance totale quand l'intensité du courant varie en raison inverse du nombre des flammes intermédiaires. C'est ce qui arrive lorsque le pulvérisateur renferme de l'eau pure, mais non plus lorsqu'on remplace l'eau par une dissolution concentrée de chlorure de potassium (1 molécule-gramme dans 300 centimètres cubes).

Tant que la résistance proprement dite, c'est-à-dire celle des flammes intermédiaires, est très grande vis-à-vis de la résistance cathodique $R_c$, la conduction dans la flamme obéit à la loi d'Ohm ; l'intensité du courant est à peu près proportionnelle à la force électromotrice.

Il faut remarquer que le dispositif décrit ci-dessus représente une méthode nouvelle pour l'étude de la conductibilité des flammes, avec quelques avantages sur les méthodes anciennes. L'avantage principal consiste en ce qu'on peut introduire dans la flamme les vapeurs d'un sel métallique sans changer les conditions au voisinage même des électrodes.

On trouve ainsi que la substitution d'une dissolution saline à l'eau pure dans le pulvérisateur augmente la conductibilité dans des proportions notables, qui varient avec la nature du sel dissous. Les sels de calcium ne sont pas privilégiés à cet égard, comme le signalait Arrhénius, qui n'avait pas séparé leur effet sur la résistance intérieure $R_i$ et sur la résistance cathodique $R_c$. Cet accroissement de conductibilité dépend peu de la force électromotrice, sauf pour le chlorure de sodium. Pour ce dernier sel, il est plus petit avec 120 volts qu'il n'est avec 2 volts.

L'intensité du courant varie à peu près comme la racine carrée de la concentration de la dissolution introduite dans le pulvérisateur. Elle croît moins vite quand les dissolutions sont très concentrées : la résistance de passage aux électrodes cesse alors d'être négligeable.

M. Lamotte.

J. STARK. — Theoretische Bemerkungen zur Ionisation in Flammen (Contribution à la théorie de l'ionisation dans les flammes). — P. 83-87.

Quand le courant est saturé, la densité de courant négative ou positive est variable le long d'un tube de courant. La saturation du courant et la constance du gradient le long d'un tube de courant sont incompatibles : du côté de la cathode se trouve une tranche du tube où la charge est positive ; à l'anode, se trouve une tranche où la charge est négative.

Le courant peut n'être que partiellement saturé, et cela de deux manières : ou bien le courant est saturé le long d'un tube de courant et non saturé dans un autre : il est nécessaire alors que les tubes de courant aient des longueurs et des sections différentes. Ou bien, dans un même tube, le courant peut être saturé dans une région et non saturé dans une autre. Dans les deux cas, l'intensité totale $i$ du courant est susceptible d'être représentée par une somme de deux termes, l'un indépendant de la différence de potentiel V entre les électrodes, l'autre proportionnel à cette différence.

D'après les résultats de toutes les mesures qui ont été effectuées jusqu'à présent pour déterminer le rapport entre V et $i$ dans les gaz des flammes, il est à supposer que le courant n'était jamais saturé.

Suivant Arrhénius, la conductibilité d'un sel métallique dans la flamme d'un bec Bunsen est indépendante du radical acide et fonc-

tion seulement du métal. Dans la théorie des électrons, ce fait d'expérience s'explique en admettant que dans les gaz portés à haute température, comme la vapeur d'un sel métallique dans la flamme d'un bec Bunsen, les ions négatifs sont pour la plupart des électrons négatifs libres ; leur vitesse de translation est trop grande pour qu'ils adhèrent aux molécules neutres du gaz et forment des ions-molécules. M. LAMOTTE.

F.-L. TUFTS. — Die Beziehung zwischen Leuchten und elektrischer Leitfähigkeit in Flammen (Relation entre l'émission lumineuse des flammes et leur conductbilité électrique). — P. 157-188.

On a observé depuis longtemps que l'introduction de vapeur de chloroforme dans les flammes colorées par le lithium, le potassium et quelques autres métaux provoque une diminution sensible de l'intensité lumineuse.

Par la méthode précédemment décrite, plus sensible que celle employée jusqu'ici, l'auteur a vérifié que, dans les flammes contenant du chlorure de sodium ou de lithium, la conductibilité électrique diminue à peu près dans le même rapport que l'émission lumineuse. Si la flamme contient du chlorure de calcium, la diminution de l'émission est différente pour la raie rouge (71 0/0) et pour la raie verte (51 0/0). La conductibilité est réduite à 43 0/0 de sa valeur initiale.

M. LAMOTTE.

J. STARK. — Der Glimmstrom zwischen nahen Electroden in freier Luft (Courant par lueurs entre électrodes rapprochées dans l'air libre). — P. 96-99. — (Réponse à M. Kaufmann.)

L'auteur attribue à des différences dans le dispositif expérimental la divergence des résultats obtenus par M. Kaufmann et par lui-même. M. LAMOTTE.

F.-L. TUFTS. — Bemerkung über den Einfluss glühender Körper in Flammen auf die Ionisation (Remarque relative à l'influence des corps incandescents dans les flammes sur l'ionisation). — P. 158-159.

Si on introduit dans une flamme une lame de platine, on introduit par là même une grande résistance cathodique, et l'intensité du

courant est diminuée. Le résultat est le même, que la lame de platine soit isolée ou reliée au sol. La résistance augmente avec la force électromotrice.

Le résultat contraire obtenu par Wilson s'explique par ce fait que les électrodes présentaient une résistance à la surface beaucoup plus grande que celle de la flamme, ce qui masquait les variations de celle-ci.

M. Lamotte.

J. STARK. — Zündung des Lichtbogens an Metalloxyden (Allumage de l'arc voltaïque sur les oxydes métalliques). — P. 80-83.

Deux électrodes *a* et *k* sont disposées perpendiculairement à l'axe d'un tube raréfié dans lequel on fait passer une décharge (le courant primaire).

La cathode *k* est formée d'un charbon dans lequel on a percé quelques trous, remplis ensuite de l'oxyde étudié : en outre on a frotté toute la surface de cette cathode avec l'oxyde réduit en poudre très fine.

Une force électromotrice de 50 volts au moins est nécessaire pour allumer l'arc sur cette cathode. L'allumage se produit d'autant plus aisément que la résistance dans le circuit transversal est plus faible : il ne faut pas que cette résistance dépasse 1000 ohms pour une force électromotrice de 100 volts. Il ne faut pas non plus que le circuit renferme une self-induction notable.

Un accroissement de pression du gaz contrarie aussi l'allumage. C'est quand la cathode se trouve dans la lueur négative primaire, où le gaz est fortement ionisé, que l'arc s'allume le mieux. Si elle se trouve dans la région cathodique, il s'allume seulement du côté opposé à la cathode primaire.

L'arc ne se produit pas sur une cathode en métal pur, mais seulement sur certains oxydes; peu importe d'ailleurs le métal qui sert de support à ses oxydes, de même que la nature de l'anode.

Il est nécessaire que l'oxyde non conducteur à la température ordinaire ne recouvre pas complètement la surface de la cathode. L'expérience réussit avec les oxydes de Ca, Mg, Al, Th, Zr, surtout avec la chaux, aussi avec la poudre d'un filament de lampe Nernst, tandis que les oxydes supérieurs de Cr et de Mn ne

donnent aucun résultat, pas plus que la potée d'étain ou le sulfure de calcium.

Sur les cathodes en aluminium, dans l'oxygène à faible pression, éclatent de petites étincelles, qui produisent une augmentation de l'intensité du courant et du bruit dans un téléphone inséré dans le circuit. Le phénomène ne se produit pas dans l'azote pur, quand l'aluminium a été fraîchement gratté. Ces étincelles représentent sans doute des arcs de courte durée qui s'allument sur des grains d'oxyde formés à la surface du métal.

La production de l'arc résulte vraisemblablement de ce que les particules d'oxyde, non conductrices à la température ordinaire, s'échauffent sous l'action des rayons-canal et, une fois portées à haute température, émettent des ions négatifs.

Dans l'air à la pression ordinaire, l'arc obtenu entre électrodes d'oxyde présente d'autres caractères que l'arc allumé entre des électrodes de métal.

Avec l'oxyde de thorium on peut obtenir un arc de $0^{mm},5$, l'intensité n'étant que de 0,007 ampère; la racine de l'arc sur la cathode est au rouge blanc, tandis que l'anode reste obscure. Quand on augmente l'intensité, l'arc reprend peu à peu son aspect ordinaire (noyau et auréole).

M. Lamotte.

B. von CZUDNOCHOWSKI. — Ueber den elektrischen Lichtbogen zwischen Leitern zweiter Klasse (Arc électrique entre conducteurs du deuxième genre). — P. 99-103.

Dans un arc électrique alimenté par des courants alternatifs entre conducteurs dits du deuxième genre, la différence de potentiel aux bornes n'est pas proportionnelle à la longueur L de l'arc : elle croît d'abord très lentement avec cette longueur, puis très rapidement quand L atteint 1 millimètre, puis la variation redevient plus lente.

Les conducteurs du deuxième genre doivent être portés tout d'abord à une température assez élevée pour provoquer leur dissociation; une partie de l'énergie fournie à l'arc est dépensée à produire la dissociation et à entretenir la température voulue. Il est probable aussi que le gaz est ionisé, grâce à cette température, et que les rayons ultra-violets émis par les électrodes jouent également un rôle.

Soient $N_i$ le nombre des ions formés dans l'unité de volume du

gaz pendant l'unité de temps, L la longueur de l'arc, $\varepsilon$ la charge d'un ion, $I_m$ l'intensité maximum du courant : on a approximativement :

$$I_m = N_e L \varepsilon.$$

Tant que la vitesse d'ionisation $N_i$ reste constante, l'intensité maximum est proportionnelle à la longueur L en supposant la différence de potentiel invariable. Au voisinage de la saturation, I croît donc avec l'écartement des électrodes et, pour un écartement donné, la valeur constante de I est égale à $I_{max}$. La vitesse des ions dépend du gradient du potentiel ; si E croît plus lentement que L, il arrivera que, pendant l'intervalle d'une demi-période, les ions n'auront plus le temps de parcourir l'espace qui sépare les deux électrodes. Cette longueur critique se traduira sur le diagramme par un relèvement brusque de la courbe. Puis, l'ionisation provoquée par le courant augmentant, la conductibilité du gaz croîtra et de nouveau la variation de E en fonction de L deviendra plus lente.

Dans la construction des régulateurs de lampes à arc, où il faut se préoccuper en premier lieu de la valeur de $\frac{dE}{dL}$, le régulateur doit être d'autant plus sensible que cette dérivée est plus grande. Dans une lampe dont les électrodes sont constituées par des conducteurs du deuxième genre, la variation $\frac{dE}{dL}$ est plus rapide lorsque l'arc est court que dans les lampes ordinaires. Mais, la variation devenant moins rapide quand l'arc s'allonge, il sera possible de remédier à cet inconvénient en adoptant une force électromotrice et par conséquent une longueur normale plus grandes.

M. LAMOTTE.

J. ELSTER und H. GEITEL. — Ueber die radioaktive Substanz deren Emanation in der Bodenluft und der atmosphäre enthalten ist (Sur une substance radioactive dont l'émanation est contenue dans l'air du sol et l'air de l'atmosphère). — IV, p. 522-530 ; V, p. 11.

L'activité est mesurée en prenant comme unité l'activité de l'air, caractérisée dans l'appareil de déperdition par une chute de potentiel de 14 volts en 15 minutes, la différence de potentiel comprise entre 100 et 200 volts étant suffisante pour produire le courant saturé.

Le degré d'activité de l'air du sol varie beaucoup avec la nature

du terrain, comme le montrent les chiffres ci-dessous :

| Terrain (Air atmosphérique) | Activité (1) |
|---|---|
| Argilo-siliceux. . . . . . . . . . . . . | 4 à 16 |
| Carrière de grève. . . . . . . . . . . | 3 |
| Schiste. . . . . . . . . . . . . . . . . | 2,3 |
| Muschelkalk. . . . . . . . . . . . . . | 1,6 |
| Basalte. . . . . . . . . . . . . . . . . | 1,01 |

Si on dispose sous une cloche une assiette métallique renfermant de la terre, en faisant reposer sur cette terre la cage de l'électroscope, on observe, au bout de deux ou trois jours, un accroissement sensible de l'ionisation de l'air contenu sous la cloche (dans le rapport de 1 à 3 environ). Le résultat est le même que la terre soit sèche ou humide, mais varie beaucoup avec la nature de cette terre.

La terre végétale et l'argile gris bleu sont actives, tandis que du sable quartzeux calcaire ne donne rien.

En lavant à l'acide chlorhydrique de l'argile pour en éliminer les parties calcaires, on provoque une diminution de l'activité ; mais, au bout de quelques jours, l'activité a repris sa valeur primitive.

La craie précipitée, la barytine pulvérisée, la terre de pipe du commerce, le sel marin, le sel de Carlsbad ne possèdent pas trace de radioactivité. Il en est de même de la cendre de plantes poussées dans un terrain actif. La substance active paraît donc liée à l'argile.

Les substances citées n'acquièrent non plus aucune activité quand on les enfouit dans le sol.

Il est à signaler que l'argile, renfermant la substance qui provoque l'activité de l'air du sol, peut être activée à son tour par cet air. L'air qui a filtré à travers une couche de terre active semble se charger d'une petite quantité d'émanation active, qui perd d'ailleurs rapidement ses propriétés.

Du gaz carbonique naturel, liquéfié et transporté dans une bouteille d'acier, est actif dans les premiers jours, mais a perdu complètement cette activité au bout de seize jours.

De la blende de Sidot, maintenue chargée à un potentiel de — 2000 à — 3000 volts dans de l'air extrait du sol, émet une phosphorence, faible à la vérité, mais très nette.

L'activité de l'air atmosphérique dépend des conditions météo-

rologiques. Les valeurs extrêmes sont dans le rapport de 16 à 1. En général, l'activité est plus marquée par le temps brumeux ; elle est particulièrement grande par le froid et aux jours de gelée. La direction du vent n'est pas sans influence : l'activité est plus grande par les vents continentaux que par les vents marins ; il semble aussi qu'elle varie suivant la force du vent.

L'influence de la pression barométrique s'explique aisément ; un abaissement de cette pression appelle dans l'atmosphère l'air actif contenu dans le sol.

L'air marin a une conductibilité à peu près égale à celle de l'air du continent, mais cependant renferme moins d'émanation active ; il faut en conclure que l'air marin est soumis à des causes d'ionisation autres que son mélange avec l'air du sol.

La radioactivité de l'air croît avec l'altitude et atteint des valeurs relativement très élevées dans les régions alpestres. Ce phénomène est indépendant de l'électrisation provoquée par les chutes d'eau, au voisinage immédiat desquelles la radioactivité est au contraire plus faible que dans les environs.

Les tentatives faites pour extraire une substance radioactive de l'argile du Harz sont restées infructueuses. Mais, par un traitement chimique convenable du « fango » (1), on réussit à obtenir un produit dont l'activité est notablement supérieure à celle de la matière primitive.

Le fango est traité par l'acide chlorhydrique bouillant : en ajoutant à la partie dissoute une très petite quantité de chlorure de baryum (2 à 3 grammes pour 4 kilogrammes de fango), on obtient un précipité de sulfate de baryum dont l'activité est quelque 150 fois plus grande que celle de la matière première. Le gaz carbonique, qui se dégage en abondance pendant l'action de l'acide chlorhydrique, entraîne de l'émanation radioactive, et sa conductibilité est comparable à celle de l'air puisé dans le sol à 1 mètre de profondeur.

Dans l'électrolyse, la partie active se porte sur la cathode.

On peut aussi chercher à caractériser l'émanation par la loi de déperdition de la radioactivité induite par cette émanation. Cette loi est la même que dans le cas où la radioactivité induite est due à l'émanation du radium, seulement avec une valeur initiale différente. Cette circonstance permet de supposer que la radioactivité observée

(1) Limon très divisé provenant des sources thermales de Battaglia (Haute-Italie).

sur l'air atmosphérique et sur l'air du sol est, en dernière analyse, due au radium.

L'eau, primitivement inactive, devient active après un contact prolongé avec le fango : c'est sans doute de cette manière que l'eau des sources s'active en filtrant à travers des couches de terrain actif, en entraînant avec elle l'émanation.

En admettant que le fango doive son activité au radium, la teneur serait tellement faible qu'elle ne laisse aucune chance à une extraction directe.

M. Lamotte.

R. BÖRNSTEIN. — Einige Versuche über Elektrizitätszerstreuung in Luft (Quelques expériences sur la déperdition de l'électricité dans l'air). — P. 20.

L'auteur a répété les expériences d'Elster et Geitel sur différents échantillons d'air extraits soit du sol, soit d'une cave aux environs de Berlin. Il a trouvé que la déperdition de l'électricité négative est plus rapide que celle de l'électricité positive.

Le contact de l'air avec une quantité *limitée* d'eau n'a aucune influence sur la déperdition ; mais la conductibilité éprouve une augmentation notable quand l'eau est constamment renouvelée.

M. Lamotte.

B. ZOLSS. — Ueber Elektrizitätszerstreuung in der freien Luft (Déperdition de l'électricité dans l'air libre). — P. 106-108.

La déperdition varie suivant une loi périodique; la période est d'un jour suivant les mois d'été, et d'une demi-journée pendant les mois d'hiver.

Elle dépend du gradient du potentiel atmosphérique, de la vitesse et de la direction du vent, de la nébulosité, du rayonnement solaire (surtout de la partie ultra-violette), de la température; l'intensité du champ magnétique terrestre paraît sans influence. (Expériences faites à Kremsmünster, aux environs de Vienne.)

M. Lamotte.

H. EBERT. — Ueber die Ursache des normalen atmosphärischen Potentialgefälles und der negativen Erdladung (Sur l'origine du champ électrique de l'atmosphère et de la charge négative du globe). — P. 134-140.

La différence de vitesse des ions négatifs et des ions positifs ne suffit pas pour expliquer le champ électrique de l'atmosphère et la charge négative du sol. On ne comprendrait pas comment ce champ s'étend aussi loin dans l'atmosphère et comment les vents ne troublent pas davantage cet état électrique.

D'autre part, des expériences directes montrent qu'un conducteur isolé ne s'électrise pas du tout dans l'air ionisé, que celui-ci soit en repos ou en mouvement (Simpson, Ebert et Ewers).

Par contre, un gaz ionisé abandonne ses charges électriques aisément quand on le fait passer d'un espace où la concentration des ions est grande dans un espace où cette concentration est moindre, à travers des canaux ou des tubes très étroits.

En rapprochant ce fait de ceux qu'ont observés récemment Elster et Geitel, on peut proposer l'explication suivante :

Le sol renferme partout des traces de radium; ce radium émet une émanation qui communique à l'air du sol cette conductibilité anormale qu'on observe surtout sur l'air des caves et des cavernes. Pour arriver dans l'atmosphère, cet air doit traverser dans le sol des canaux très étroits, aux parois desquels il cède la plus grande partie de son électrisation négative. A sa sortie du sol, l'air conserve par suite un excès d'ions positifs que le vent entraîne dans les couches supérieures de l'atmosphère : d'où la charge négative du sol et l'excès d'ions positifs libres dans les couches supérieures de l'atmosphère.

Une diminution de la pression barométrique ou une élévation de température du sol provoqueront un appel de l'air du sol dans l'atmosphère. Un accroissement de pression, au contraire, refoulera l'air de l'atmosphère dans le sol. Mais ce dernier phénomène sera beaucoup moins important que le premier, l'air atmosphérique étant bien plus pauvre en ions libres que l'air du sol.

Effectivement on a constaté une relation entre les variations diurnes de la pression barométrique et de l'électricité atmosphérique. On ne peut s'attendre d'ailleurs à une coïncidence exacte des maximums et des minimums. L'air devant passer dans des canaux très étroits se déplace avec une vitesse fort réduite et, par suite, un temps très appréciable est nécessaire pour que les pressions s'équilibrent.

Il est possible de vérifier par l'expérience quelques-unes des hypothèses sur lesquelles reposent cette explication.

Si on fait filtrer lentement de l'air provenant du sol dans un tube métallique à travers un faisceau d'aiguilles à coudre qui remplit le tube, on constate que les aiguilles et le tube prennent une charge négative. Dans la même expérience, répétée avec l'air ordinaire, on n'obtient aucune charge appréciable.

L'expérience suivante imite de plus près ce qu'on a supposé se passer dans le sol.

Une petite quantité de sel de radium est placée à l'intérieur d'un vase poreux de pile, fermé par un couvercle métallique. Ce vase poreux est suspendu à l'intérieur d'une chaudière en cuivre reliée au sol et formant écran électrique.

Tout d'abord la chaudière est remplie d'air ordinaire et tous les conducteurs reliés au sol pendant un temps assez long. Pendant ce temps toutes les charges qui ont pu se produire accidentellement se dissipent, et à l'intérieur du vase poreux la substance radioactive engendre de nombreux ions. On charge l'aiguille de l'électromètre, puis on supprime la communication du vase poreux avec le sol, et celle de l'une des paires du quadrant, l'autre restant reliée d'une façon permanente au sol, ainsi que la chaudière. Dans tous les cas, si parfait que soit l'isolement, l'aiguille accuse toujours une charge, qui provient des différences de potentiel au contact dans la chaîne de conducteurs, dont les éléments extrêmes sont la chaudière en cuivre d'une part, l'aiguille de l'électromètre d'autre part.

Lorsque l'aiguille a pris sa position définitive, on raréfie l'air dans la chaudière de manière à y appeler l'air ionisé renfermé dans le vase poreux. Aussitôt le potentiel du cylindre entier devient nettement inférieur à ce qu'il était avant la diffusion des ions à travers les parois. Si on arrête l'action de la trompe, cette charge négative se dissipe peu à peu, parce que l'air de la chaudière est rendu conducteur par les ions.

Mais une nouvelle diminution de pression fait réapparaître aussitôt la charge négative, qui persiste quand on laisse rentrer l'air extérieur. Il est évident que de l'air pénètre alors de nouveau dans le vase poreux, pour remplacer celui qu'on en a extrait; mais ce courant inverse ne fait pas disparaître l'électrisation négative.

Si le vase poreux ne renferme pas de substance radioactive,

aucune électrisation ne se produit, alors même qu'on fait le vide bien plus rapidement.

Le vase poreux représente le globe terrestre : son volume intérieur correspond aux cavités du sol, des éboulis, des roches; l'espace qui l'entoure dans la chaudière, à l'atmosphère; l'action de la pompe, à celle d'une dépression barométrique ou à une élévation de température du sol, appelant de l'intérieur de la terre dans l'atmosphère à travers toutes les fissures des masses d'air plus ou moins considérables.

D'après les nombres connus, représentant la densité électrique à la surface du sol, le degré d'ionisation de l'air du sol, l'explication proposée ne se heurte à aucune impossibilité quantitative.

M. Lamotte.

RAUSCH VON TRAUBENBERG. — Ueber die Gültigkeit des Daltonschen resp des Henryschen Gesetzes bei der Absorption der Emanation des Freiburger Leitungswassers und der Radiumemanation durch verschiedene Flüssigkeiten (Validité des lois de Dalton et de Henry dans l'absorption par divers liquides de l'émanation de l'eau des conduites de Fribourg, et de l'émanation du radium). — P. 130-135.

L'eau des conduites augmente dans une très large proportion (parfois de 1 à 100) la conductibilité de l'air qu'on y fait barboter. Lorsque le volume d'eau est limité et qu'on y fait passer une nouvelle quantité d'air, ce dernier devient beaucoup moins conducteur; l'eau a perdu la plus grande part de ses propriétés ionisantes.

Réciproquement, de l'air actif provenant d'une trompe à eau rend actifs les liquides dans lesquels on le fait barboter : l'eau (au préalable dépouillée de son activité), le pétrole, l'alcool, le benzène. Ces derniers liquides deviennent environ 20 fois plus actifs que l'eau et d'autant plus que la température est plus basse (6 fois plus à — 16° qu'à + 70°).

Entre les liquides et l'air s'établit un état d'équilibre, qui est tout à fait analogue à celui qui s'établit dans la dissolution des gaz dans les liquides. Cet état d'équilibre ne s'établit pas immédiatement, mais seulement quand l'air a circulé plusieurs fois à travers le liquide. Alors le liquide n'est plus susceptible d'accroître la conductibilité de cet air, mais il communique encore un accroissement de conductibilité à de l'air ordinaire.

Tout se passe en résumé comme si les propriétés ionisantes de l'eau

étaient dues à une émanation qui s'y trouverait dissoute, cette dissolution obéissant aux lois de Dalton et d'Henry.

Les coefficients d'absorption différeraient d'un liquide à l'autre : il en serait de même pour l'émanation du radium.

M. LAMOTTE.

F. HIMSTEDT. — Ueber die radioactive Emanation der Wasser und Oelquellen (Emanation radioactive dans les sources d'eau et de pétrole). — P. 210-213.

Les eaux thermales renferment l'émanation en plus grande quantité que les eaux minérales froides.

Le pétrole naturel est également radioactif. L'émanation se partage entre l'air et un liquide d'après la loi de Dalton-Henry (Cf. le mémoire précédent).

La température de condensation de cette émanation est comprise entre — 147 et — 154°.

Cette émanation produit le scintillement de la blende de Sidot, surtout quand elle est condensée à la température de l'air liquide.

L'activité de l'air disparaît avec le temps même quand il est enfermé dans un tube scellé.

L'émanation résiste à l'action des acides, des alcalis, du magnésium incandescent, ce qui la différencie sûrement de l'ozone.

M. LAMOTTE.

TH. INDRIKSON. — Ueber das Spektrum der Emanation (Spectre de l'émanation). — P. 214-215.

Ce spectre (obtenu à l'aide d'un tube de Plücker) est très compliqué et formé d'un grand nombre de raies. Les raies de l'hélium ne sont pas visibles au début : elles apparaissent au bout de quelque temps. Mais il reste deux raies jaunes qui ne se confondent pas avec celles de l'hélium.

M. LAMOTTE.

F. PASCHEN. — Apparat zum gleichzeitigen Nachweis der Absorption des $\alpha$- und $\beta$-Strahlung des Radiums (Appareil pour montrer simultanément l'absorption des rayons $\alpha$ et $\beta$ du radium). — P. 160-161.

Cet appareil est une modification de celui de Strutt. Un ballon de verre (*fig.* 1) dans lequel on peut faire le vide porte un bouchon rodé creux.

A ce bouchon est fixée une tige de quartz $a$, à laquelle est suspendue une petite ampoule de verre scellée, renfermant un peu de bromure de radium-baryum (équivalant à 1 milligramme environ de bromure de radium pur). Un fil de platine $f$ enroulé en spirale à l'intérieur de l'ampoule communique avec un électroscope $d$. Deux bras $a, a$ de quartz soudés à la première tige supportent un cylindre de plomb creux dont les parois ont 2 millimètres d'épaisseur; ce cylindre communique avec un deuxième électroscope.

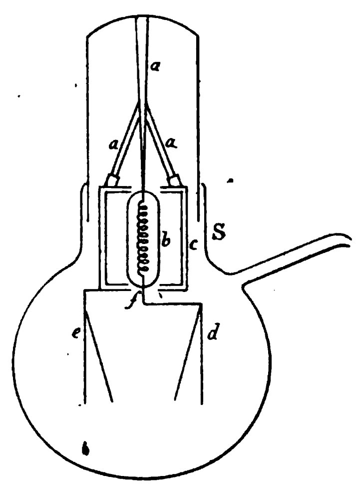



Fig. 1.

Quand on a fait un vide suffisant, les feuilles des deux électroscopes divergent, et on peut vérifier que l'électroscope $e$ a pris une charge négative et l'électroscope $d$ une charge positive.

On peut introduire dans l'appareil des fils de platine portés par une pièce rodée, de manière qu'en tournant cette pièce on les amène en contact avec l'un ou l'autre des électroscopes. Si l'un de ceux-ci est mis ainsi en communication avec l'extérieur, l'autre est seul à diverger. Ces mêmes fils peuvent servir à mesurer l'intensité du courant qui passe de l'intérieur de l'ampoule au cylindre de plomb.

La divergence de $e$ est toujours plus petite que celle de $d$, parce que les rayons β ne sont pas absorbés entièrement par les 2 millimètres de plomb. Au bout d'une heure, les feuilles se rencontrent et les charges se neutralisent : pas complètement pourtant, il reste une petite charge positive, parce que $b$ conserve plus d'électricité positive

que la quantité négative reçue par des électrons négatifs des rayons β.

M. Lamotte.

F. HARMS. — Ueber die Ursache der Leitfähigkeit von Phosphorluft (Sur la cause qui provoque la conductibilité de l'air au contact du phosphore). — P. 93-95.

On ne peut obtenir le courant saturé que dans l'air ou l'oxygène sous pression réduite (70 millimètres environ) sous une force électromotrice de 500 à 1200 volts.

L'auteur a déterminé la quantité de phosphore oxydée d'après la quantité d'oxygène employée en déduisant cette dernière de la diminution de pression dans le récipient.

Il paraît difficile d'attribuer la formation des ions au phénomène d'oxydation seul : la production d'un seul couple d'ions exigerait $8 . 10^6$ molécules d'oxygène. Il semble plus probable que l'ionisation est provoquée par une réaction secondaire, sans doute la formation et la destruction de l'ozone. La combustion de la vapeur de phosphore dans l'oxygène ne provoque qu'une ionisation insignifiante.

M. Lamotte.

J.-J. TAUDIN-CHABOT. — Neue Strahlen oder eine neue Emanation (Nouvelle espèce de rayons ou d'émanation). — P. 103-104.

Ces rayons, qui agissent sur les plaques photographiques, seraient émis par le sélénium lorsqu'il est traversé par un courant électrique.

M. Lamotte.

G. BERNDT. — Einige Beobachtungen an Selenzellen (Quelques observations sur les piles à sélénium). — P. 121-124.

Du sélénium déposé sur des filaments de charbon s'est montré aussi sensible à l'action de la lumière que le sélénium déposé sur du métal. Cependant le sélénium ne réagit pas sur le charbon. La variation de résistance n'est donc pas liée à la formation des séléniures, mais plutôt à une transformation allotropique.

M. Lamotte.

O. LUMMER. — Beitrag zur Klärung der neuesten Versuche von R. Blondlot über die N-Strahlen (Contribution à l'explication des expériences récentes de R. Blondlot sur les rayons N). — P. 126-129.

Un certain nombre de ces expériences peuvent être répétées sans faire intervenir aucune espèce de rayonnement. Elles s'expliquent par le rôle que jouent les cônes et les bâtonnets dans la vision et dans l'obscurité.

Toutes les expériences de M. Blondlot ne peuvent du reste être attribuées à des sensations subjectives, et M. Lummer n'entend pas nier *a priori* l'existence réelle des rayons N. D'autre part, il n'est que juste de rendre hommage au ton très courtois qu'il a conservé et qui contraste avec celui qu'ont cru devoir adopter plusieurs autres critiques.

M. Lamotte.

1. R. v. LIEBEN. — Zur Polarisation der Röntgenstrahlen (Sur la polarisation des rayons de Röntgen). — T. IV, p. 469.

2. R. v. LIEBEN. — Bemerkungen zur Polarisation der Röntgenstrahlung (Remarques sur la polarisation des rayons de Röntgen). — T. V, p. 72.

1. Les rayons de Röntgen tombent sur une surface de mercure placée dans le vide. Ils se transforment en rayons cathodiques et en rayons secondaires, qu'on reçoit sur une plaque photographique, après les avoir séparés au moyen d'un aimant, qui dévie les rayons cathodiques sans agir sur les autres. En outre on détermine la vitesse des rayons cathodiques.

Le degré de dureté du tube a une influence très appréciable sur les rayonnements cathodique et secondaire : on le maintient autant que possible invariable.

L'intensité du rayonnement du miroir de mercure augmente avec l'angle d'incidence des rayons de Röntgen et la vitesse des rayons cathodiques augmente avec la composante de la vibrante normale à la surface du métal.

L'orientation du tube n'influe que sur l'intensité des rayons secondaires quand le tube est dur ; elle influe aussi sur celle des rayons cathodiques lorsque le tube est mou. Le maximum d'intensité se produit quand le plan de vibration est perpendiculaire à celui du miroir.

La vitesse des rayons cathodiques croît avec la dureté du tube : elle est d'ailleurs beaucoup plus grande que celle des rayons cathodiques suscités par les rayons ultra-violets (Lenard).

2. Les résultats sont les mêmes quand on élimine les rayons N en les arrêtant par une couche de 3 millimètres, à cela près qu'on ne retrouve l'effet présumé de la polarisation des rayons émis par un tube doux. Cet effet apparent était dû à l'action des rayons émis par les parois de verre et aux variations de position des écrans par rapport à ces rayons.

La variation du rayonnement secondaire avec l'incidence disparaît quand la surface de métal n'est plus polie, par exemple quand on emploie une surface de plomb travaillée avec une lime dure. Il ne paraît pas justifié d'attribuer l'influence de l'incidence à la transversalité des vibrations.

P. HERTZ. — Kann sich ein Elektron mit Lichtgeschwindigkeit bewegen? Un électron peut-il se déplacer avec la vitesse de la lumière? — P. 108-113.

H. WIEN. — Ueber die Energie der Röntgenstrahlen (Sur l'énergie des rayons de Röntgen). — P. 128-130.

F. DESSAUER und B. WIESNER. — Versuche über die stören den störenden Wirkungen der S. Strahlen bei der Radiographie (Expériences sur les perturbations provoquées dans les radiographies par les rayons S). — P. 58.

Pour éliminer les rayons S, on dispose entre le tube de Crookes et l'objet à radiographier un tube de plomb en deux parties : la partie inférieure est très courte et élargie vers l'objet. Grâce à leur extrême diffusibilité, les rayons S sortent presque tous par l'espace libre entre les deux tubes et sont éliminés ainsi de la plaque sensible.

M. LAMOTTE.

S. GUGGENHEIMER und A. KORN. — Divergenz von Elektroscopblättchen im Vakuum infolge von Belichtung (Divergence des feuilles d'un électroscope placé dans le vide sous l'action de la lumière). — P. 95-96.

Cette divergence s'explique en partie par la charge positive que prennent les feuilles, par suite de l'émission de rayons cathodiques chargés négativement (Cf. Lenard) Mais ces charges ne constituent pas tout le phénomène, car on obtient toujours une augmentation

de la divergence quand on a chargé au préalable l'électroscope, quel que soit le signe de cette charge. M. LAMOTTE.

F. PASCHEN. — Divergenz von Elektroskopblättchen im Vakuum infolge von Belichtung (Divergence provoquée par la lumière sur un électroscope placé dans le vide). — P. 160-192.

L'auteur attribue cette divergence non pas à un phénomène électrique, mais à un effet de radiomètre.

Quand on approche un corps électrisé, la divergence augmente quel que soit le signe de la charge, ce qui ne se comprendrait guère si la divergence était due à une charge des feuilles. La divergence est la même, que les feuilles soient isolées, reliées au sol ou à une enceinte métallique.

Si on plonge le fond du vase raréfié qui renferme les feuilles dans un bain d'eau bouillante, les feuilles divergent de près de 180°.

Le phénomène paraît donc provenir de ce que les feuilles absorbant davantage les radiations calorifiques sont à une température plus élevée que le gaz ambiant. M. LAMOTTE.

J.-J. TAUDIN-CHABOT. — Verallgemeinernde Weiterentwickelung des elektromagnetischen Selbstunterbrechers und ihre Verwendung zu akustichen Demonstrationem (Perfectionnement de l'interrupteur électromagnétique automatique : son emploi dans les expériences de cours sur l'acoustique). — P. 89-92.

Un téléphone et un microphone, placés vis-à-vis l'un de l'autre, sont insérés, le microphone dans un circuit fermé contenant une source d'électricité, et, là, un des circuits d'un transformateur ; le téléphone est introduit dans le deuxième circuit du transformateur. Ce procédé permet d'obtenir entre les vibrations de la membrane du téléphone et de la membrane du microphone une différence de phase très voisine de 90°. Un son d'intensité extrêmement faible suffit à provoquer les vibrations du téléphone par l'intermédiaire du microphone.

L'ensemble forme un appareil très sensible pour reconnaître les vibrations de l'air et permet de réaliser aisément les expériences de réflexion et de réfraction des ondes sonores.

M. LAMOTTE.

**B. von CZUDNOCHOWSKI. — Das Verhalten beweglicher cylindrischer Eisenkerne in Doppelspulen; ein Beitrag zur Theorie der Differentialbogenlampe (Noyaux de fer cylindriques dans des bobines doubles; contribution à la théorie de lampe à arc différentiel). — P. 205-210.**

L'attraction qu'exerce une bobine sur un noyau cylindrique dont la longueur surpasse le double de celle de la bobine passe par un maximum pour une position déterminée du noyau. Si on emploie deux bobines, l'équilibre est instable, stable ou indifférent, suivant que les courbes d'attraction se coupent dans leur partie ascendante, descendante ou coïncident ensemble dans la région du maximum.

Dans une lampe à arc, on peut adopter, comme position normale du noyau, une position autre que celle de symétrie, ce qui accroît la sensibilité du régulateur.

M. LAMOTTE.

**MAX ABRAHAM. — Zur drahtlosen Telegraphie (Sur la télégraphie sans fil). P. 174-179.**

L'antenne, dont la longueur est $l$, la capacité C, la self-induction L, est reliée directement au primaire. La capacité $C_0$ de ce primaire et sa self-induction $L_0$ sont supposées localisées, la première dans le condensateur, la deuxième dans les fils de communication. L'une des armatures est reliée au sol, l'autre à l'antenne.

$C_0$ et $L_0$ étant exprimées en centimètres, on a, en désignant par $\lambda_0$ la longueur d'onde propre du primaire,

$$4l = \lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_0L_0}.$$

En posant

$$x = \frac{2\pi l}{\lambda}, \qquad x_0 = \frac{2\pi l_0}{\lambda_0}, \qquad \alpha = \frac{C}{C_0},$$

on trouve que $x$ est donné par l'équation :

$$\text{tang}\, x = \frac{x_0^2 - x^2}{\alpha x},$$

si on néglige l'amortissement.

Il est impossible de réaliser l'égalité de l'une ou l'autre des périodes du transmetteur complet (ensemble du primaire et de l'antenne) avec la période propre du primaire isolé.

D'ordinaire les deux périodes du transmetteur sont peu différentes : $x$ est très voisin de 2, ce qui permet de résoudre l'équation par approximation. Posons :

$$x = \frac{\pi}{2} + \xi$$

$$\cos x = -\xi, \qquad \sin x = 1, \qquad \text{cotang}\, x = -\xi.$$

Les deux plus petites racines de l'équation :

$$x' = \frac{\pi}{2} + \sqrt{\frac{\alpha}{2}}, \qquad x'' = \frac{\pi}{2} - \sqrt{\frac{\alpha}{2}}.$$

sont les seules qui interviennent dans la télégraphie.

En désignant par $n$ la fréquence, par $v$ la vitesse de propagation des ondes,

$$n = \frac{2\pi v}{\lambda} = \frac{c}{l}\, x,$$

on obtiendra pour les deux fréquences propres du transmetteur complet,

$$n' = \frac{c}{l}\, x', \qquad n'' = \frac{c}{l}\, x''.$$

La moyenne arithmétique de ces deux fréquences est égale à la fréquence du primaire isolé :

$$\frac{n' - n''}{2} = \frac{c}{l}\,\frac{x' + x''}{2} = \frac{c}{l}\,\frac{\pi}{2}.$$

Leur demi-différence :

$$n' - \frac{n''}{2} = \frac{c}{l}\sqrt{\frac{\alpha}{2}} = \frac{c}{l}\sqrt{\frac{c}{2C_0}},$$

est d'autant plus grande que la capacité C de l'antenne est plus petite par rapport à la capacité primaire C (conformément aux expériences du comte Arco).

Plus cette différence est faible, plus est grande la multiplication du potentiel dans l'antenne.

La longueur de l'antenne n'intervient pas dans l'expression de l'amplitude maxima du courant. Pour obtenir la plus grande amplitude, il faut augmenter la capacité de l'antenne et diminuer la capacité primaire

$$(\lambda_0 = 2\pi\sqrt{C_0 L_0} \text{ restant constant}).$$

En réalité les oscillations sont amorties par suite du rayonnement. Il s'ensuit une réduction de l'amplitude maxima de courant dans l'antenne à la fraction $e^{-\frac{\alpha T}{2\tau_0}}$ de sa valeur, T étant la période des battements entre les deux vibrations du transmetteur complet.

En prenant comme valeur de l'amortissement correspondant à la vibration fondamentale

$$\sigma = \frac{2,44}{\log \text{nat} \left(\frac{2l}{\rho}\right)}.$$

où $\rho$ désigne le rayon de l'antenne, on trouve que l'amplitude maxima est la plus grande possible lorsque :

$$L_0 = 6,7 . 10^5 \, C$$

(C exprimé en microfarads).

La variation de l'amplitude en fonction de L est d'ailleurs assez lente au voisinage de ce maximum.

Le calcul n'a tenu compte d'ailleurs que de l'amortissement provoqué par le rayonnement, et, d'autre part, la self-induction ainsi déterminée n'est la plus avantageuse que si le récepteur est très amorti. M. LAMOTTE.

F. BRAUN. — Methoden zur Vergrösserung der Senderenergie für drahtlose Telegraphie sogen. Energieschaltung (Procédés pour accroître l'énergie du transmetteur dans la télégraphie sans fil, dits « montages en énergie »). — P. 193-199.

On accroît la quantité d'énergie émise par l'antenne en disposant la source d'énergie non pas directement dans le circuit de l'antenne, mais dans un autre circuit qui renferme un condensateur et une self-induction.

Le montage est susceptible de recevoir des formes diverses qui ramènent à trois types principaux ou à des combinaisons de ces types (*fig.* 1, 2, 3, 4, 5).

En général, la longueur d'onde du circuit doit rester invariable, c'est-à-dire le produit CL de la capacité par la self-induction. La quantité d'énergie dont on dispose est $\frac{1}{2}CV^2$, V étant la différence de potentiel à laquelle les bouteilles sont chargées.

Cette énergie peut être accrue en augmentant C ou en augmentant V.

FIG. 1. FIG. 2. FIG. 3 *a*.

Si on augmente C, il faut diminuer L, ce qui entraîne une diminution du degré de liaison entre l'antenne et le circuit oscillant; par suite, il est impossible de faire croître à volonté la capacité.

A B $A_1$ $B_1$

FIG. 3 *b*. FIG. 4. FIG. 5.

L'accroissement de la différence de potentiel est limité par la rigidité diélectrique de l'isolant et, en outre, parce que les longueurs d'étincelles à partir d'une certaine limite croissent beaucoup plus vite que ces différences de potentiel.

On peut éliminer ces difficultés par divers artifices, par exemple

en disposant en série plusieurs circuits partiels (*fig.* 5 et 6). Si V est la différence de potentiel à laquelle est chargé chaque condensateur,

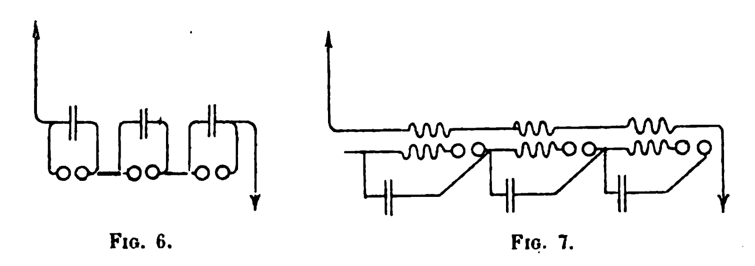


FIG. 6. FIG. 7.

C sa capacité, l'énergie totale est $\frac{1}{2} nCV^2$, chacun des condensateurs n'ayant à supporter que la différence de potentiel V.

Un pareil système, au lieu d'être relié directement à l'antenne, peut agir par induction (*fig.* 7 et 8).

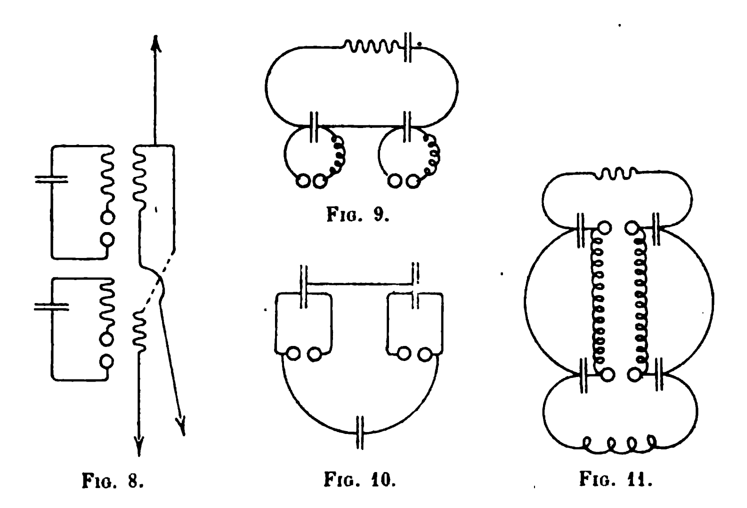


FIG. 8. FIG. 9. FIG. 10. FIG. 11.

Les *fig.* 9, 10, 11 représentent des dispositifs dans lesquels les oscillations des circuits partiels sont forcées d'avoir la même phase. Dans le schéma II, $W_1$ et $W_2$ sont de grandes résistances par lesquelles les condensateurs sont mis en parallèle pendant la charge ; quand l'étincelle éclate en $A_1B_1$, elle éclate forcément en $A_2B_2$, avec la même phase si $K_1$ et $K_2$ n'ont pas de self-induction.

Dans le système représenté par la *fig.* 12, on peut distinguer des

systèmes partiels tels que $Af_1pB$ (*fig.* 13). Le rendement du système complet est le même que le rendement du système de chacun de

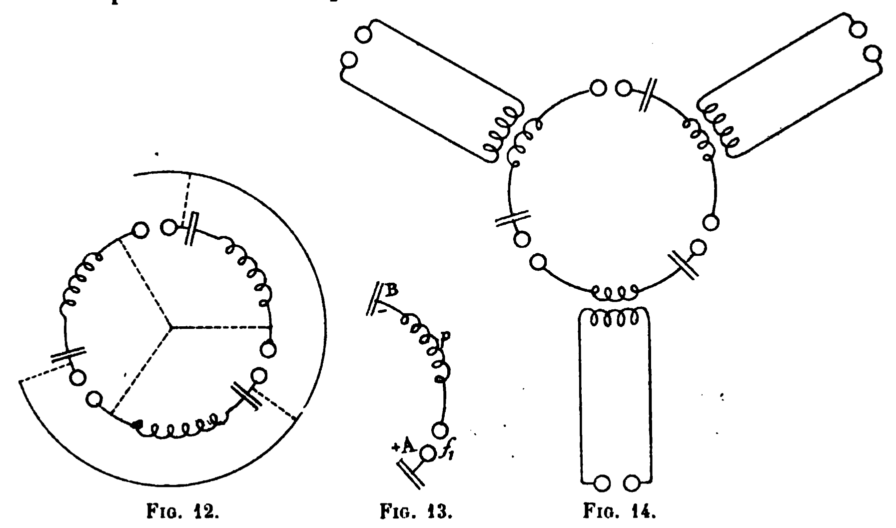



Fig. 12. Fig. 13. Fig. 14.

ceux qui le composent. On le vérifie de diverses manières, par exemple en mesurant l'énergie recueillie dans des systèmes résonateurs accordés sur les premiers (*fig.* 14).

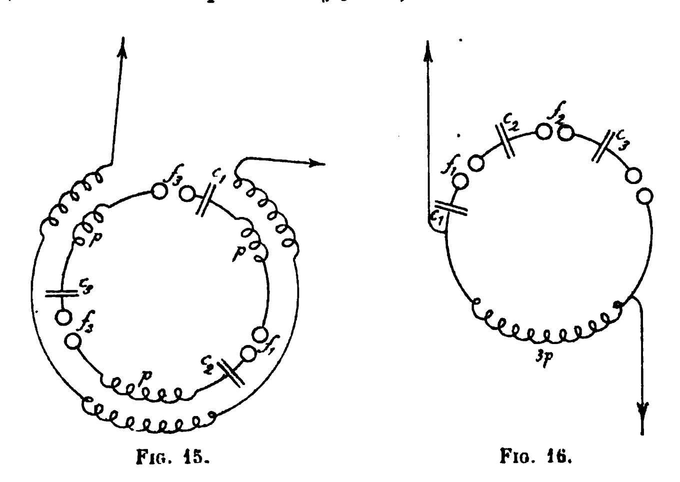



Fig. 15. Fig. 16.

Ces dispositions se prêtent aussi bien à l'excitation de l'antenne par induction (*fig.* 15) ou à l'excitation directe simultanée de plusieurs antennes (*fig.* 16).

L'avantage de ces arrangements consiste surtout en ce qu'on charge les condensateurs en quantité sous une différence de potentiel relativement faible et qu'ils se déchargent en tension.

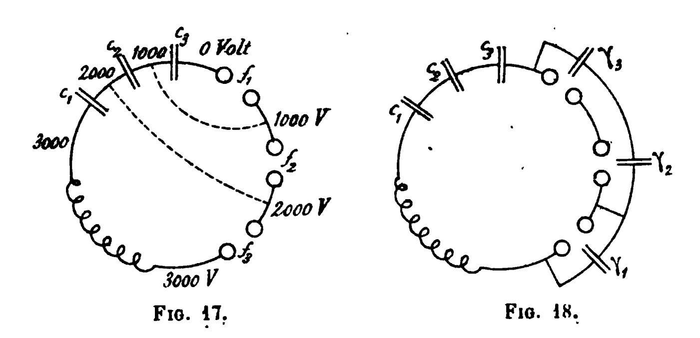



Fig. 17. Fig. 18.

Pour un système de capacité donnée, l'expérience montre qu'il existe une longueur d'étincelle qui est la plus favorable, c'est-à-dire pour laquelle la fraction de l'énergie totale consommée dans l'étincelle est la plus faible. Si d'autres raisons obligent à employer une longueur d'étincelle plus grande, on peut cependant ramener cette fraction de l'énergie à une valeur voisine de ce minimum.

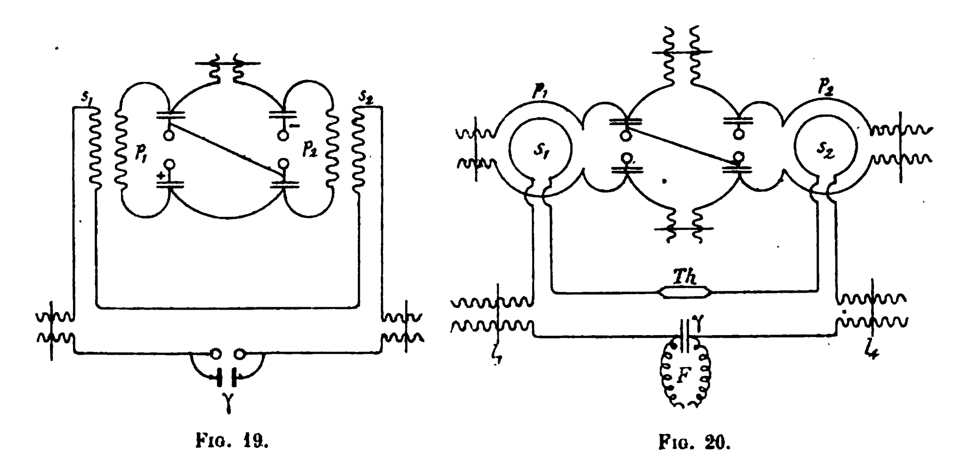



Fig. 19. Fig. 20.

Les dispositions (*fig.* 17) ont été imaginées en admettant que les propriétés de l'étincelle dépendent essentiellement de la distribution du champ avant et pendant la décharge. Leur efficacité a été vérifiée expérimentalement à l'aide de l'appareil de la *fig.* 18. Les petits

condensateurs auxiliaires $\gamma_1$, $\gamma_2$, $\gamma_3$ sont destinés à réaliser une distribution du potentiel correspondant aux intervalles explosifs.

Les appareils des *fig.* 19 et 20 permettent de mesurer les différences de phase. On provoque dans les deux bobines $S_1$ et $S_2$, par induction, des forces électromotrices, le coefficient d'induction étant aussi faible que possible. On mesure une grandeur qui est proportionnelle à la résultante de ces forces électromotrices, d'abord en reliant $s_1$ et $s_2$ en série, puis les reliant en parallèle ; cette grandeur peut être la longueur de l'étincelle ou les effets calorifiques dans le circuit secondaire.

M. LAMOTTE.

J. ELSTER et H. GEITEL. — Notiz über den Anschluss von Rezipienten aus Quarzglas an die Quecksilberluftpumpem (Note sur le raccord des récipients de quartz fondu à la trompe à mercure). — P. 33.

On peut roder un tube de quartz à l'intérieur d'un tube de verre ou inversement : par ce moyen on arrive à introduire des électrodes d'aluminium dans un tube en quartz, en scellant les électrodes dans un tube de verre rodé sur le quartz.

Pour assurer l'étanchéité, on ménage au-dessus du rodage un godet dans lequel on verse quelques gouttes de mercure.

M. LAMOTTE.

H. MELDAU. — Zur Frage der Kompassaufstellung in eisernen Ruderhäusern (Installation des boussoles dans les cabines en fer). — P. 42.

Sur les grands navires, les boussoles sont installées actuellement à l'intérieur de cabines, dans la construction desquelles entrent des masses plus ou moins considérables de fer ou d'acier.

Il en résulte que la composante verticale (perpendiculaire au pont du navire) du champ magnétique change de signe et peut, dans certaines circonstances, devenir extrêmement grande.

Par exemple, dans une cabine, la paroi d'avant et les parois latérales (1) sont en acier, avec des poutrelles et des entretoises de fer dans le plafond ; la composante verticale est à peu près constante dans tout l'intérieur de la cabine, et égale à près de 2 1/2 Z, Z étant

(1) Transatlantique *Kronprinz Wilhelm*.

la valeur normale de la composante verticale. Dans une autre, où seule la paroi d'avant est en acier, et les autres en bois, la composante verticale, notable au voisinage de la paroi d'avant, diminue rapidement, s'annule et redevient négative déjà pour la boussole d'arrière.

Sur le vapeur *Zieten*, la paroi d'avant de la timonerie est en acier au nickel non magnétique, les parois latérales en bois ; la composante verticale est nulle dans presque toute la cabine, sauf tout à fait à l'arrière, par suite de la présence de cloisons de fer derrière la cabine. Ce résultat ne doit pas être attribué seulement à l'emploi de l'acier au nickel, mais aussi à la position de la cabine, construite en encorbellement, en sorte que la paroi d'avant n'est prolongée en dessous par aucune masse de fer.

M. LAMOTTE.

**F. HARMS. — Ueber eine Vorrichtung zur exacten Eichung von Elektrometern für Elektricitätsmengen und ihre Anwendung auf die absolute Messung äusserst geringer Stromstärken (Disposition pour graduer exactement un électromètre en quantités d'électricité : application à la mesure absolue d'intensités de courant très petites). — P. 47.**

Les méthodes usuelles pour la mesure des capacités ne se prêtent pas à la détermination des capacités très faibles, parce que l'influence des fils de jonction, des changements de position des commutateurs, etc., devient trop grande.

Pour éliminer ces difficultés, l'auteur détermine non la capacité du condensateur, mais le coefficient d'induction électrostatique $c$ d'une armature sur l'autre.

Le condensateur se compose de deux cylindres concentriques, entourés d'un cylindre plus grand constamment relié au sol et qui sert d'écran électrique.

Le cylindre I intérieur étant en communication avec le sol, on relie le cylindre extérieur II au pôle d'une batterie donnant V volts, dont le second pôle est au sol. On isole ensuite I et on met II au sol. Le cylindre I conserve une charge $cV$, indépendante de toutes les capacités avec lesquelles il est en communication.

Une fois le coefficient $c$ connu, il suffit de déterminer le potentiel d'un conducteur relié au cylindre I pour pouvoir calculer la capacité de ce conducteur.

Pour déterminer $c$, on peut faire usage du galvanomètre balistique : il est indispensable d'enfermer le galvanomètre et les fils de communication dans des enveloppes de métal reliées au sol. Ou bien on peut se servir d'un électromètre, en partageant la charge entre le condensateur dont on veut mesurer la capacité et un autre de capacité connue.

Les deux méthodes donnent des résultats qui ne diffèrent pas plus de 1 0/0, lorsque les capacités mesurées sont de l'ordre de 100 centimètres.

La capacité connue permet ensuite de graduer aisément l'électromètre, soit en quantités d'électricité, soit en différences de potentiel.

M. LAMOTTE.

TH. EDELMANN. — Eine neue umkehrbare Prazisionsbrücke (Nouvelle boite à pont avec interversion des branches de comparaison). — T. IV, p. 675.

HARTMANN et BRAUN. — Stöpselessbrücke mit vertauschbaren Vergleichs widerständen (Boîte à pont avec chevilles de contact et branches de comparaison interchangeables). — T. V, p. 150.

Ces boîtes sont munies d'une cheville double à poignée unique, permettant d'échanger les deux branches de comparaison sans toucher aux autres connexions.

M. LAMOTTE.

FR. STREINTZ. — Erwiderung auf die Bemerkungen von E. van Aubel zu meinen Untersuchungen über die electrische Leitfähigkeit gepresster Pulver (Réponse aux remarques faites par E. van Aubel au sujet de mes expériences sur la conductibilité électrique des poudres comprimées). — P. 159-160.

L'auteur montre que les faits allégués par M. Van Aubel ne sont pas en désaccord avec ses propres observations (conductibilité électrique de la galène cristallisée ou en poudre comprimée).

M. LAMOTTE.

H. KRÜSS. — Das Problem der Flimmerphotometrie (Le problème de la photométrie de papillotement). — P. 65.

Le principe de cette méthode a été indiqué par O.-N. Rood (1). L'écran du photomètre est éclairé alternativement par les deux sources

(1) *Phys. Review*, 3e série, p. 241 ; 1893 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, III, p. 173 ; 1894.

à comparer; si les éclairements ne se succèdent pas assez rapidement, l'œil perçoit un papillotement que l'on fait disparaître en augmentant la rapidité de succession ou en rendant les éclairements égaux. On conçoit facilement qu'il en soit ainsi pour deux lumières de même teinte. Mais, d'après Rood et ceux qui ont étudié la méthode, elle serait indépendante de la couleur de la lumière, toute sensation de couleur disparaissant grâce au papillotement(¹). Ceci paraît démenti par la possibilité de faire des expériences sur le mélange des couleurs avec des secteurs tournants. L'auteur a d'ailleurs observé que, si on fait varier très lentement la vitesse d'alternance avec deux sources de teintes différentes, comme la lampe Hefner et un bec Auer, on a d'abord deux impressions distinctes qui se fondent dans la teinte de mélange avec papillotement. Si on augmente la vitesse, le papillotement ne disparaît que pour une vitesse supérieure à celle qui donne une sensation continue. Les conditions dans lesquelles il s'est placé ne paraissent pas entièrement comparables à celles dans lesquelles on applique la méthode; la question reste donc entière.

P. Lugol.

A. SCHMIDT. — Beobachtung der Helligkeitm, abnahi ne durch Brechung (Observation de la diminution d'intensité lumineuse par réfraction). — P. 67.

En discutant des observations de H.-C. Vogel, d'après lesquelles l'intensité lumineuse de la partie visible du spectre solaire est d'autant plus faible que la région solaire qui l'a fourni est plus voisine du bord, l'auteur, dans les travaux antérieurs(²), a été conduit à montrer théoriquement qu'un faisceau lumineux diminue d'intensité dans le rapport $n^2 \cos^2 r$, quand il passe d'un milieu plus dense à un milieu moins dense, et a appliqué ses formules au calcul de l'indice de l'atmosphère solaire. Il a pu depuis constater et faire constater cet affaiblissement par des témoins ayant des connaissances en physique; en se plaçant convenablement au-dessus d'une nappe d'eau très claire et de quelques centimètres de profondeur (passerelle d'abordage sur les bords du Bodensee), à un endroit où une large dalle arrêtait la lumière réfléchie provenant des nuées, il a reconnu qu'il suffisait de se baisser pour voir s'assombrir jusqu'à

(¹) Whitman, *Amer. Journ. of Sc.*, XLVI, p. 173; 1898.
(²) *Phys. Zeitschr.*, 4, IV, p. 282, 341, 453, 476; 1903.

disparition les images des cailloux du fond; l'affaiblissement augmente avec l'incidence des rayons, comme l'indique la formule.

P. Lugol.

A. PFLÜGER. — Ueber den Nachweis Schumannscher ultravioletter Strahlen (Wellenlänge kleiner als 186 μμ) mittels der Thermosäule [Les radiations ultraviolettes de Schumann (de longueur d'onde inférieure à 186 μμ) décelées par la pile thermoélectrique]. — P. 71.

Schumann a montré que l'hydrogène est transparent pour ces radiations, tandis que l'air est complètement opaque, même sous une épaisseur de 1 millimètre. En faisant éclater de fortes étincelles entre pôles d'aluminium dans un tube rempli d'hydrogène et fermé par une plaque en fluorine, et exposant en face une pile thermoélectrique placée dans un tube vide et également fermé par une plaque en fluorine placée à 5 centimètres de la précédente, l'auteur a constaté une forte augmentation dans la déviation du galvanomètre quand on amenait les plaques au contact; l'augmentation étant très supérieure à celle qu'on pouvait attendre de la faible diminution de la distance entre la pile et l'excitateur, l'auteur n'hésite pas à l'attribuer à l'action calorifique énergique des radiations de longueur d'onde inférieure à 186 μμ, qui existent dans le spectre d'étincelle de l'aluminium.

P. Lugol.

O. TUMLIRZ. — Bemerkungen zur Herrn E. Hertzprungs « Vergleich einiger Spektralphotometrischen Resultate » (Remarques sur la communication de M. E. Hertzprung : « Comparaison de quelques résultats spectrophotométriques »). — P. 156.

L'auteur a calculé, il y a quinze ans (1), l'énergie rayonnée par la lampe Hefner dans différentes régions spectrales, en combinant la comparaison directe de la lampe avec le soleil et les nombres de Langley; les résultats diffèrent notablement de ceux que l'on calcule par la formule donnée par M. Hertzprung (2). Ce dernier a d'ailleurs utilisé les observations faites par Köttgen, et pendant lesquelles le ciel avait une nébulosité variable, de sorte que même les deux séries de Köttgen ne sont pas comparables.

P. Lugol.

(1) *Sitzber. der K. Akad. d. Wiss. zu Wien, math.-natürw. Kl.*, 98, Abth. II, Juli 1899.

(2) *J. de Phys.*, 4e série, t. II.

CORBINO. — Sur quelques applications d'une propriété des dynamos enroulées en série (*Elettricista d'Italia*, n° 1, 1904).

En intercalant sur un circuit soumis à une différence de potentiel alternative une dynamo série, à inducteurs feuilletés, attelée à un moteur l'entraînant à vitesse constante, on réalise une résistance négative dans le circuit. En effet, tant que la dynamo n'est pas saturée, la force électromotrice engendrée dans l'induit et due au courant excitateur est proportionnelle à ce courant excitateur et en phase avec lui. La force électromotrice engendrée KI est évidemment supérieure à la chute de tension dont l'induit est le siège. En particulier, sur un circuit inductif dont la résistance R sera juste égale à la valeur absolue de la résistance négative constituée par la machine série, le courant dans le circuit sera rigoureusement décalé de 90° par rapport à la tension aux bornes du circuit. L'énergie sera donc fournie uniquement par la génératrice. Si $R - \rho$ est négatif, la génératrice fonctionne alors comme une génératrice asynchrone, alors que l'alternateur fonctionne comme moteur, tout en donnant la fréquence du courant.

De même, dans un circuit inductif contenant un condensateur, l'introduction d'une dynamo série peut avoir pour effet de changer le signe du terme en $\frac{dq}{dt}$ de l'équation classique de lord Kelvin. Si $R - \rho$ est en effet négatif, le facteur à exponentielle négative qui commande les termes sinusoïdaux, dans l'expression en fonction du temps de la charge du condensateur, peut être remplacé par un facteur à exponentielle positive. Les oscillations de la charge, au lieu d'être amorties, peuvent être renforcées au fur et à mesure que croît le temps. Pratiquement, et pour diverses causes faciles à comprendre, cette amplitude aura une limite.

L. B.

CORBINO. — Sur l'arc chantant et sur son observation stroboscopique (*Atti Associaz. Elettrotecn. Italiana*, mai 1903).

Après avoir remarqué que la formule de M^rs^ Ayrton sur la différence de potentiel existant entre les pôles de l'arc ne conduit pas à admettre l'existence de la forme sinusoïdale pour le courant de Dud-

del, l'auteur s'occupe de la méthode de détermination des coefficients de self-induction proposée par M. Janet, qui aurait donné des résultats peu concordants aux professeurs Ascoli et Manzetti (*Rend. Linc.*, 1902, 2e semestre, fasc. 1). Ces observateurs, ayant utilisé pour l'étude stroboscopique de l'arc chantant un disque à secteurs alternativement blancs et noirs, ont constaté que ce disque paraissait fixe, avec un nombre de secteurs égal au nombre réel de ceux-ci, si la vitesse de ce disque était telle qu'à la substitution d'un secteur blanc à un autre secteur blanc correspondît une intermittence de la lumière, mais que, pour certaines vitesses du disque de moins en moins fortes, ce disque apparaissait encore fixe, mais avec un nombre de secteurs multiple du nombre réel. Un tel phénomène peut être attribué à l'existence d'une double vibration existant dans l'arc. Dans cet ordre d'idées, l'auteur étudie l'effet stroboscopique d'une lumière d'intensité variable suivant la loi sinusoïdale

$$i = \sin^2 \frac{2\pi t}{T}.$$

Il démontre que l'illumination sur le disque sera minima en un certain azimuth, et sur tous les autres séparés du premier par la distance angulaire

$$\Delta\alpha = \frac{2\pi}{mn},$$

formule dans laquelle $n$ est le nombre vrai des secteurs, $m$ le nombre des intermittences de la lumière pendant le temps où un secteur blanc succède à un secteur blanc immédiatement voisin.

Les secteurs apparaîtront donc être en nombre $m$ fois plus grand que le nombre réel, si $m$ est impair ; mais, si $m$ est pair, le disque apparaîtra illuminé uniformément.

Ces résultats ont été obtenus expérimentalement par l'auteur en recourant à l'illumination intermittente produite par l'interruption périodique par le disque d'un faisceau convergent de lumière très étroit, le sommet du cône se trouvant dans le plan du disque. Ainsi serait rendue inutile, d'après l'auteur, l'hypothèse d'une double vibration dans l'arc, proposée par Ascoli et Manzetti.

L. B.

CORBINO. — Sur la possibilité de récolter au moyen d'un système de courants triphasés une différence de potentiel constante (*Atti Associaz. Elettrotecn. Italiana*, juin 1903).

M. Corbino a démontré (*Atti A. E. I.*, fasc. 1, 1901) que, dans un circuit parcouru par un courant alternatif simple, on peut trouver des ondes stationnaires de potentiel telles que dans tous les points les valeurs du potentiel passent simultanément par zéro et d'un point à l'autre diffèrent seulement par leurs valeurs maxima; de même, dans un circuit parcouru par un courant alternatif appartenant à un système triphasé, on a des ondes progressives de potentiel, dont les amplitudes maxima varient de 1 à 1/2 et en faisant aussi varier la phase de point en point.

En faisant varier le potentiel d'une onde progressive, l'auteur démontre qu'il est possible, en reliant les extrémités d'un conducteur au moyen d'un contact tournant à deux points de trois circuits en triangle, de réaliser une différence de potentiel rigoureusement constante. Si l'on distribue les trois circuits, supposés rectifiés, suivant trois arcs d'un cercle en leur donnant à occuper le 1/3 de la circonférence, et si l'on fait tourner, avec une vitesse uniforme et synchrone de celle de la pulsation du courant, un système de deux frotteurs diamétralement opposés et isolés l'un de l'autre, on recueillera entre ces frotteurs une différence de potentiel constante. Les considérations théoriques sur lesquelles s'appuie l'auteur pour expliquer cette propriété ne peuvent, en raison de la longueur des calculs, trouver place ici.

L. B.

CORBINO. — Sur la magnétisation du fer aux fréquences élevées (*Atti Associazione Elettrotecn. Italiana*, 18 octobre 1903).

L'auteur a obtenu un courant rigoureusement sinusoïdal au moyen de l'artifice décrit dans le travail précédent. Il l'a utilisé pour le tracé direct de la courbe d'hystérésis du fer au moyen de la méthode proposée par lui (*Elettricista*, 1er janvier 1900), méthode consistant à faire agir sur un tube de Braun deux bobines normalement à l'axe du tube. L'une de celles-ci comporte un noyau magnétique constitué par des fils de fer, l'autre en est dépourvu. Les pho-

tographies obtenues du tracé lumineux de la courbe d'hystérésis se rapportent à des fréquences du champ magnétisant variant de 2 à 10000 par seconde. Les courbes démontrent nettement l'augmentation notable de la courbe d'hystérésis, laquelle conserve cependant sa forme caractéristique, même aux fréquences élevées, ce qui démontre que les courants de Foucault n'altèrent pas les résultats obtenus. La valeur extrême de la perméabilité ou de l'induction correspondant à un cycle est sensiblement indépendante de la fréquence.

L'auteur compare les résultats qu'il a obtenus avec ceux d'autres observateurs, en particulier avec ceux de Wien (*Wied. Ann.*, 1898, t. LXVI, p. 859), qui se trouvent en grande partie confirmés.

L. B.

CORBINO. — Sur le mécanisme de la production des courants de Duddel (*Atti A. E. I.*, octobre 1903).

Au moyen d'un tube de Braun, c'est-à-dire de l'index immatériel constitué par un pinceau cathodique dévié par un champ magnétique, M. Corbino étudie les courants du circuit dérivé et les courants dans l'arc du système de Duddel. Il a observé les faits caractéristiques suivants :

1° En raccourcissant l'arc le plus possible, en augmentant la self-induction du circuit dérivé et en augmentant le courant principal, la courbe du courant dérivé tend à prendre la forme sinusoïdale, et le son à prendre la hauteur correspondant à la condition de résonance;

2° Quelles que soient les conditions des trois circuits, le courant dans l'arc est toujours unilatéral;

3° Généralement le courant est dissymétrique, et des deux valeurs maxima dissymétriques, celle qui correspond au courant de charge du condensateur est rigoureusement égale à celle du courant principal. Dans ce cas, la forme du courant est donnée par une sinusoïde dont la partie supérieure serait tronquée et à laquelle serait par conséquent substituée une ligne droite. La période correspondant à cette forme de la courbe est plus grande que celle correspondant aux conditions de la résonance. La deuxième partie de la courbe, celle correspondant à la décharge du condensateur, conserve la même forme sinusoïdale.

De ces faits et d'autres remarques accessoires, M. Corbino déduit

que le courant est sinusoïdal, mais qu'à un certain moment, quand la sinusoïde possède une amplitude supérieure à la valeur du courant principal, l'arc s'éteint et tout le courant passe dans le circuit dérivé en produisant une surcharge du condensateur; cette charge est effectuée à une différence de potentiel égale à celle existant aux bornes de l'arc à circuit ouvert, supérieure à celle existant aux bornes de celui-ci à circuit fermé. Alors le condensateur se décharge à travers l'arc, en ajoutant son effet à celui du courant principal. Ainsi donc, la différence que présente l'aspect du courant avec la forme sinusoïdale dépend des valeurs relatives de l'amplitude et de l'ordonnée représentant l'intensité du courant principal. On explique ainsi facilement tous les faits observés et en particulier comment le courant reprend après la portion rectiligne la forme sinusoïdale. On peut également prévoir, en se basant sur cette théorie, que l'amplitude de la sinusoïde devra être sensiblement en raison inverse de la racine carrée de la self-induction du courant dérivé, ce que l'expérience confirme. On peut aussi prévoir que la valeur de la période $T'$ du courant sinusoïdal tronquée est liée à la période classique de résonance par la formule

$$\frac{T'}{T} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\pi} \left[ \sqrt{\left(\frac{I_0^2}{I^2} - 1\right)} + \text{arc sin} \frac{I}{I_0} \right],$$

formule dans laquelle $I$ et $I_0$ représentent l'amplitude de la sinusoïde non perturbée et le courant principal. La période $T'$ peut devenir presque le double de $T$. Cette théorie explique les divergences trouvées par divers auteurs; mais la formule ci-dessus exprime exactement les résultats de l'expérience.

Après avoir précisé les conditions dans lesquelles les courants sont sinusoïdaux, l'auteur trouve expérimentalement que la formule de Janet pour la mesure des coefficients de self-induction est vérifiée, même pour des régimes sinusoïdaux tronqués, qui sont les plus communs, et il justifie avec l'interprétation précédente tous les autres résultats actuellement acquis.

L. Barbillon.

O. SCARPA. — **Determinazione della viscosità del fenolo alla stato liquido** (Détermination de la viscosité du phénol à l'état liquide). — *Nuovo Cimento*, série V, vol. V, février 1903.

Après les travaux de MM. Tresca, Spring, Schewedoff et Lehmann, on a eu l'idée d'une continuité entre les états solide et liquide. M. Tammann s'est élevé contre cette opinion: il limite le concept de solide à la phase cristalline définie, un solide amorphe étant regardé comme un liquide surfondu doué d'une très grande viscosité. Il y a alors discontinuité entre l'état cristallisé et l'état amorphe (vitreux, liquide ou gazeux), sans aucun point critique où la discontinuité disparaisse. Par exemple, il y a continuité dans la viscosité d'un liquide dans le passage de l'état fondu à l'état surfondu, tandis qu'il y a discontinuité de viscosité dans le passage de l'état liquide à l'état solide.

L'auteur étudie ce dernier point pour le phénol. Il détermine, par la méthode de Poiseuille, la viscosité de 5° en 5° depuis 80° dans le liquide fondu et surfondu, jusqu'à la température où le phénol cristallise spontanément. Le viscosimètre comprend deux tubes verticaux réunis par un tube capillaire bien horizontal; l'un des tubes verticaux porte une boule comprise entre deux parties étroites avec deux traits; on fait écouler sous pression d'eau le phénol à travers le tube capillaire, de façon que le niveau descende d'un trait à l'autre, et on note la durée d'écoulement T. Le calcul du coefficient $\eta$ de viscosité se fait par la formule d'Hagenbach :

$$\eta = \frac{\pi P R^4 T}{8VL} - \frac{\delta V}{2^{\frac{10}{3}} \pi L T},$$

P étant la pression qui produit l'écoulement, R et L le rayon et la longueur du tube capillaire, V le volume du liquide écoulé, $\delta$ sa densité.

Pour vérifier la méthode, l'auteur l'applique à l'eau distillée, et il compare les nombres obtenus avec ceux de Poiseuille. — Pour le phénol, il trace la courbe représentant $\eta$ en fonction de la température $t$. La variation de $\eta$ est régulière et continue, même en traversant le point de fusion, jusqu'au moment de la cristallisation spontanée.

Aucune des relations proposées jusqu'ici (Poiseuille, Slotte, Stoël, Batschinski) ne représente le résultat des expériences dans tout le champ étudié (fusion et surfusion).

Graetz a proposé, par des considérations théoriques, la formule

$$\eta_t = \eta \frac{t_0 - t}{t - t_1},$$

les constantes $t_0$ et $t_1$ étant la température critique de transformation de l'état liquide à l'état gazeux et une certaine température, inférieure au point de fusion, pour laquelle le solide devient parfaitement rigide. Elle n'est pas non plus suffisante pour représenter $\eta$ dans tout le champ étudié.

Ch. Tourex.

O. SCARPA. — Sulla viscosità dei miscugli di acqua e fenolo (Sur la viscosité des mélanges d'eau et de phénol). — *Nuovo Cimento*, série V, vol. VI, novembre-décembre 1903.

La solubilité réciproque des mélanges d'eau et de phénol a été étudiée par Alexeieff : la courbe de la concentration en phénol en fonction de la température a l'allure parabolique, et montre qu'à toutes les températures supérieures à 67° la miscibilité est complète en toutes proportions. On se trouve dans le cas des solutions présentant une température de solubilité critique, au-dessus de laquelle le phénomène du mélange se fait d'une façon analogue au mélange des gaz.

L'auteur étudie la viscosité de ces mélanges d'eau et de phénol. Les mélanges sont préparés par pesée : il détermine la température de saturation en observant les instants de trouble à des températures décroissantes et la disparition de l'émulsion à des températures croissantes. Le viscosimètre est le même que celui de la note précédente, et $\eta$ est calculé par la formule d'Hagenbach. — L'auteur construit pour l'eau, le phénol pur et les solutions, les courbes de viscosité en fonction de la température.

Il dessine alors les isothermes de la viscosité en fonction de la composition (abscisses, les parties 0/0 de phénol ; ordonnées, les valeurs de $\eta$). Toutes ces isothermes présentent deux points d'inflexion, le premier correspondant environ à la concentration 38 0/0, le second à la concentration 15 0/0, et la tangente à la première inflexion est d'autant moins inclinée sur l'axe des concentrations que la température est plus basse. Cette singularité des isothermes peut être attribuée à l'existence d'une molécule complexe. Alexeieff

trouve que le mélange d'eau et de phénol se fait avec une absorption de chaleur dont le maximum correspond à peu près à la concentration 50 0/0, voisine de celle qui correspond à la première inflexion ; il démontre que les hydrates signalés par Calvert et par Löwe n'existent pas, ce qui est confirmé par ce fait que la courbe de viscosité ne présente aucune singularité à la concentration correspondante. Mais les deux phénomènes presque concomitants de la singularité dans la propriété thermique et dans la variation de la viscosité font penser à un hydrate défini, partiellement dissocié, dont la composition serait $C^6H^5OH + 5H^2O$, qui correspond à 51,1 0/0 de phénol. On doit rappeler à ce sujet que les mesures cryoscopiques montrent la grande tendance qu'a le phénol, comme en général les composés contenant l'oxhydryle, à la formation des molécules complexes. — La courbe de viscosité indique que ces molécules complexes ne doivent exister, au moins en quantité notable, que dans les solutions qui sont saturées à une température assez voisine de la température de solubilité critique. Ch. Touren.

G. QUINCKE. — Doppelbrechung der Gallerte beim Aufquellen und Schrumpfen (Double réfraction des gelées par gonflement et contraction). — *Académie royale des sciences de Prusse*, séance du 4 février 1904.

1° Les gelées liquides se composent de bulles invisibles d'écume liquide avec des cloisons liquides, tandis que ces cloisons sont solides pour les gelées solides.

2° *Double réfraction de la gélatine par flexion ou traction.* — La gélatine obtenue par refroidissement d'une solution chaude ne présente pas la double réfraction ; mais des prismes de cette gélatine présentent par la flexion une double réfraction positive aux points de dilatation positive, négative aux points de dilatation négative.

3° *Double réfraction de la gélatine par gonflement et contraction.* — Des prismes, des sphères ou des cylindres de gélatine, par gonflement dans l'eau, présentent dans les parties extérieures une double réfraction positive instable, à l'intérieur une double réfraction négative instable, avec axe optique normal à la surface. Les phénomènes sont inverses pour la contraction dans l'air, l'alcool ou la glycérine. La double réfraction est d'autant plus grande que la gélatine prend ou perd plus vite de l'eau. Si le gonflement ou la contraction ont lieu avec une lenteur suffisante, il n'y a pas de double réfraction.

4° *Double réfraction des gelées.* — Toutes les gelées, soumises à un gonflement ou à une contraction assez rapides, ont une double réfraction analogue à celle de la gélatine. L'auteur en donne de nombreux exemples.

5° *Viscosité et double réfraction des liquides et des corps solides.* — Les liquides visqueux acquièrent par extension ou compression une doublè réfraction instable, correspondant à la double réfraction des solides par une traction ou une dilatation positive ou négative stable.

6° *Cellules d'écume fermées ou ouvertes.* — Les cellules d'écume closes ne peuvent se gonfler que lorsque l'eau se diffuse vers leur intérieur à travers des parois liquides; les parois solides ne laissent pas passer l'eau.

Au gonflement d'une gelée, les cellules d'écume de la couche extérieure se dilatent normalement à la surface avec une double réfraction instable positive; en même temps, elles compriment le liquide des cellules de l'intérieur de la gelée, et lui font acquérir une double réfraction instable. A la contraction, le volume des cellules externes diminue, double réfraction négative; celui du liquide des cellules internes augmente, double réfraction positive.

Si les parois de la gelée se solidifient à l'état dilaté, elles demeurent dilatées, et la gelée conserve une double réfraction durable.

S'il y a dans la gelée des cellules ouvertes, le gonflement et la contraction, la double réfraction sont plus faibles.

7° *Double réfraction des substances organisées.* — Les membranes végétales et les tissus animaux sont des masses d'écume gonflées ou contractées, ou des gelées dont les parois des cellules se sont solidifiées à l'état dilaté, quand les substances présentent une double réfraction durable (voir von Ebner, Schwendener, Engelmann). On peut expliquer facilement les oscillations de la double réfraction observées par von Ebner dans la contraction des muscles.

Ch. Tourén.

A. BATSCHINSKI. — Über eine Erweiterung des Begriffes der Kritischen Grössen (Sur une extension de la notion des grandeurs critiques). — *Zeitschrift für physikalische Chemie*, XL, 5, 629; 1902.

L'auteur rappelle d'abord la loi des états correspondants et en particulier deux formes spéciales de cette loi : en appelant $p$, $v$, T

les conditions d'un corps liquide ou gazeux, $p_1$, $v_1$, $T_1$ ses grandeurs critiques, et affectant de l'indice 0 les grandeurs analogues pour un corps pris comme type de comparaison :

1° A une même température d'ébullition réduite $\frac{T}{T_1}$, des corps différents ont les mêmes volumes réduits $\frac{V}{v_1}$ pour la vapeur saturée et $\frac{v}{v_1}$ pour le liquide.

$$\text{(I)} \qquad \frac{T^0}{T_1^0} = \frac{T}{T_1} \qquad \text{donne} \qquad \left\{ \begin{array}{l} \frac{V^0}{v_1^0} = \frac{V}{v_1} \\ \frac{v^0}{v_1^0} = \frac{v}{v_1}. \end{array} \right.$$

2° De même :

$$\text{(II)} \qquad \frac{p^0}{p_1^0} = \frac{p_1}{p} \qquad \text{donne} \qquad \left\{ \begin{array}{l} \frac{V^0}{v_1^0} = \frac{V}{v_1}, \\ \frac{v^0}{v_1^0} = \frac{v}{v_1}. \end{array} \right.$$

Les substances polymérisées, pour lesquelles le poids moléculaire est fonction de la température, ne suivent pas la loi. L'auteur appelle *orthomères* les substances où les molécules du liquide sont identiques à celles de la vapeur saturée (acide acétique), *allomères* les autres (alcools).

Un corps orthomère est soumis à la loi des états correspondants, en introduisant, au lieu des constantes critiques, des grandeurs variables $\mathfrak{T}$, $\mathfrak{p}$, $\mathfrak{v}$, fonctions univoques de la pression et de la température, égales au point critique aux constantes critiques, appelées grandeurs *métacritiques ;* ainsi, si on pose :

$$\mathfrak{T} = \mathfrak{T}(T, p), \qquad \text{on aura} \qquad \mathfrak{T}(T_1, p_1) = T_1.$$

On peut montrer le sens des grandeurs métacritiques dans un cas spécial : amenons une substance orthomère liquide polymérisée de l'état T', $p'$ à l'état où il n'y a plus de séparation entre le liquide et la vapeur, en empêchant tout changement du degré de polymérisation ; la température et la pression deviendront :

$$\mathfrak{T}(T', p'), \qquad \mathfrak{p}(T', p').$$

Si on connaît les volumes spécifiques d'un corps orthomère à l'état

liquide et à l'état de vapeur à différentes températures d'ébullition et sous des pressions différentes (voir Young, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXIII ; 1892), on peut trouver les valeurs des grandeurs métacritiques. Avec un corps type non polymérisé, on a d'après I :

$$\frac{T}{T_1^0} = \frac{T}{\mathfrak{T}} \qquad \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{V^0}{v_1^0} = \dfrac{V}{\mathfrak{m}} \\[2ex] \dfrac{v^0}{v_1^0} = \dfrac{v}{\mathfrak{m}}. \end{array} \right.$$

En éliminant $\mathfrak{m}$,

$$\frac{V^0}{v^0} = \frac{V}{v}$$

pour toute température donnée, et, en prenant la valeur $T^0$ correspondante, l'équation :

$$\mathfrak{T}_1 = \frac{TT_1^0}{T^0}$$

donne $\mathfrak{T}_1$. On calculerait $\mathfrak{p}$ par la loi II. On calcule enfin $\mathfrak{m}$ par l'une des équations ci-dessus.

L'auteur donne les résultats pour l'acide acétique, le corps type étant le formiate de méthyle, qui est à molécule simple. La température métacritique diminue et la pression métacritique augmente, quand T augmente; mais le volume métacritique est constant, $\mathfrak{m}$ est toujours égal à $\mathfrak{v}$. Ceci simplifie le calcul ; on n'a besoin que de l'une ou l'autre des équations.

La théorie du frottement interne permet encore de trouver la température métacritique. L'auteur a donné la formule (1) :

$$\eta T^3 = E,$$

E étant une constante du corps. Les substances polymérisées s'écartent de cette loi. Or on a :

$$E = \frac{M^{\frac{1}{2}} \theta^{\frac{7}{2}}}{\eta T^3 (MR)^{\frac{2}{3}}} = C^{te},$$

M étant le poids moléculaire, $\theta$ la température critique, MR la

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 44 ; 1903.

réfraction moléculaire. Il est plausible d'admettre qu'on a pour les liquides polymérisés :

$$\frac{(xM)^{\frac{1}{2}}\mathfrak{T}^{\frac{7}{2}}}{\tau_1 T^3 \cdot (xMR)^{\frac{2}{3}}} = C^{te},$$

$x$ étant le facteur de polymérisation, $xM$ le poids moyen de la molécule. Connaissant $x$ (méthode de Ramsay et Shields), on aura $\mathfrak{T}$.

L'auteur applique la théorie des grandeurs métacritiques à trouver le poids moléculaire moyen $xM$ d'une substance polymérisée, en admettant que la relation

$$\frac{p_1 v_1 M}{T_1} = 16170 \text{ environ}$$

s'applique aux grandeurs métacritiques :

$$\frac{\mathfrak{p}\mathfrak{v} xM}{\mathfrak{T}} = 16170.$$

Les valeurs ainsi trouvées pour $x$ (acide acétique) sont d'accord avec celles de la méthode Ramsay-Shields.

Ch. TOUREN.

A. BATSCHINSKI. — Über die Polymerisation der orthomeren Flüssigkeiten, insbesondere der Essigsäure (Sur la polymérisation des liquides orthomères, en particulier de l'acide acétique). — *Bull. de la Société impériale des Naturalistes de Moscou*, n°s 2-3, 1903.

L'auteur rappelle les formules :

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathfrak{T} = \dfrac{TT_1^0}{T^0}, \qquad \mathfrak{p} = \dfrac{pp_1^0}{p^0}, \\ \dfrac{\mathfrak{p} v_1 xM}{\mathfrak{T}} = \dfrac{p_1^0 v_1^0 M^0}{T_1^0} = 16170. \end{array} \right.$$

En éliminant $\mathfrak{T}$ et $\mathfrak{p}$ :

$$(2) \qquad x = \frac{M^0 v_1^0}{M v_1} \cdot \frac{T}{T_0} \cdot \frac{p^0}{p}.$$

Le corps à étudier et le corps type étant métamères, on a :

$$M^0 v_1^0 = M v_1,$$

d'où :

$$x = \frac{T}{T^0} \cdot \frac{p^0}{p}. \quad (3)$$

Ces formules donnent des valeurs de $x$ différant de 1 à 5 0/0, car la dernière des formules (1) n'est qu'approchée.

L'auteur donne pour l'acide acétique la table des grandeurs métacritiques et des facteurs de polymérisation correspondant aux diverses valeurs de T, en faisant le calcul par la méthode fondamentale, soit encore en égalant les volumes réduits des vapeurs saturées, soit enfin en égalant les volumes réduits des liquides. Le corps de comparaison est le formiate de méthyle ou la benzine monofluorée. Les deux premières méthodes donnent des résultats comparables ; la troisième donne des résultats différents.

Ces différences peuvent tenir à des causes de trois sortes :

1° La loi des états correspondants n'est qu'approchée ;

2° Le corps type peut être polymérisé à un certain degré ;

3° Des inexactitudes dans les déterminations du volume critique ont une grande influence sur les valeurs de 𝔗, 𝔭 et 𝔳.

L'auteur discute successivement ces trois causes et montre qu'elles peuvent expliquer les différences observées.

Il trace enfin une courbe en portant les températures en abscisses et les facteurs de polymérisation en ordonnées. Il compare ses résultats à ceux de MM. Ramsay et Shields, Guye, Vaubel et Traube.

Ch. Tourben.

J. PRECHT. — Dégagement de chaleur du radium (Mémoire présenté à la Société allemande de Physique, séance du 5 février 1904 ; voir les *Verhandlungen*, p. 101-104).

L'auteur a étudié le dégagement de chaleur du radium. La quantité de chaleur dégagée par le chlorure de radium a été évaluée à environ 100 calories par heure et par gramme de radium pur par MM. Curie et Laborde ; d'autre part l'auteur, de concert avec M. Runge, a estimé cette même quantité à 105 calories par heure. M. Precht vient de reprendre ses recherches en se servant d'un calorimètre à glace où l'on avait introduit $34^{mg},1$ de bromure de radium renfermé dans un tube de verre scellé. Après que toute action calorifique étrangère à l'action du radium avait été éliminée

par un repos prolongé de l'appareil, M. Precht a procédé à des mesures, d'après lesquelles le dégagement de chaleur d'un gramme de bromure de radium équivaudrait à 61,15 calories par heure. Or, d'après la formule $RaBr^2$ et le poids atomique du radium déterminé par voie spectroscopique (258), 1 gramme de radium dégagerait 98,83 calories par heure. Il en résulterait que $6^{gr},4$ de radium fournissent d'une façon permanente la quantité de chaleur correspondant à la force d'un cheval. L'accord remarquable de toutes les observations faites jusqu'ici rend probable la supposition que le dégagement de chaleur des sels de radium, abandonnés à eux-mêmes constitue une constante physique.

A. Gradenwitz.

J. STARK. — Ionisation sous l'action des chocs d'ions positifs (Mémoire présenté à la Société allemande de Physique, séance du 5 février 1904; voir les *Verhandlungen*, p. 104-121).

L'auteur a fait des expériences sur l'ionisation sous l'action des chocs d'ions positifs, en se servant de la méthode que voici :

Un réseau de fils de laiton ou une plaque d'aluminium perforée d'un grand nombre de trous d'un diamètre de $0^{mm},4$ fait fonction de cathode; cette cathode étant mise à la terre, une portion des rayons positifs provenant de l'effluve passe à travers ces trous dans l'espace postérieur ionisant le gaz qui y est contenu; c'est au moyen de deux électrodes d'une force électromotrice de 4 volts et d'un galvanomètre sensible qu'on mesure cette ionisation en unités arbitraires par l'intensité du courant produit. Voici les conclusions que l'auteur déduit de ses mesures :

L'énergie cinétique des ions positifs doit être supérieure à une valeur minima donnée, pour qu'ils puissent ioniser par leur choc le gaz voisin de la surface d'un métal. Cette valeur minima, désignée sous le nom de *tension d'ionisation*, équivaut à la chute cathodique normale de l'effluve dans le gaz en question et par rapport au métal en expérience comme cathode. La tension d'ionisation des ions positifs au sein d'un gaz n'est pas inférieure à la chute cathodique normale, soit 340 volts dans le cas de l'air. L'auteur étudie ensuite le cas d'une pointe aiguë se trouvant en regard d'une plaque à une distance considérable, l'une et l'autre se trouvant à l'intérieur d'un vase contenant de l'air dans un état de raréfaction quelconque. Dans le cas où la

pointe est cathode et la plaque anode, ce n'est que sur la partie antérieure de la pointe qu'on observe, pour une pression considérable du gaz, un point faiblement lumineux, alors que le reste du parcours entre la pointe et la plaque reste obscur. A mesure que décroît la pression du gaz, la base de la lueur s'élargit et se prolonge. Pour une pression d'environ 20 millimètres, on constate la présence de trois couches dans la lueur cathodique, l'une mince et rougeâtre étant immédiatement voisine de la surface cathodique; elle est prolongée par une couche d'un bleu pur et d'une faible intensité et une couche épaisse d'un bleu rougeâtre. D'autre part, la colonne lumineuse positive, et, derrière celle-ci, la couche anodique, croissent du côté de la cathode à mesure qu'augmente l'intensité du courant. Or l'auteur observe que l'ordre des couches différemment colorées est, dans le cas où la pointe fait fonction d'anode, inverse de celui d'une pointe cathodique; la chute de tension sur l'anode du courant de pointe positive décroît pour des pressions décroissantes du gaz. Après avoir atteint la valeur de 440 volts dans l'air, elle s'arrête à cette valeur, indépendamment de la pression du gaz et de l'intensité du courant; c'est cette valeur minima que l'auteur désigne sous le nom de « chute anodique normale de courant de pointe positive »; cette grandeur est indépendante du métal de l'anode.

A. Gradenwitz.

H. RUBENS et M. E. HAGEN. — Pouvoir émissif et conductivité électrique des alliages métalliques (Mémoire présenté à la Société allemande de Physique, séance du 19 février 1904, voir les *Verhandlungen*, 128-137).

Les auteurs rendent compte des expériences qu'ils viennent de faire sur le pouvoir émissif et la conductivité électrique des alliages métalliques. Dans un mémoire antérieur, ces expérimentateurs avaient fait voir que la conductivité électrique des métaux est reliée au pouvoir réflecteur R par rapport aux grandes longueurs d'onde et à la longueur d'onde elle-même par l'équation

$$(100 - R)\sqrt{n} = C_\lambda = \frac{K}{\sqrt{\lambda}}.$$

Cette loi, trouvée par voie purement expérimentale, se déduit, comme l'ont fait voir MM. P. Drude, E. Cohn et M. Planck, de la

théorie électromagnétique de la lumière, à condition d'y négliger l'influence des molécules. La valeur théorique de la constante K, à savoir 36,50, concorde très bien avec les valeurs trouvées par l'expérience. Dans le présent travail, les auteurs continuent leurs recherches en vue de fournir une confirmation ultérieure de la loi en question. Ils s'adressent surtout à une série aussi étendue et aussi variée que possible d'alliages métalliques, contenant les métaux Ag, Au, Pt, Ni, Fe, Zn, Cd, Sn, Pb, Al, Mg, Bi, Cu, et dont la conductivité électrique à la température de l'expérience varie entre 1 et 30. Les expérimentateurs, sur le conseil de M. Ch.-Ed. Guillaume, se sont surtout occupés des aciers au nickel, qui, d'après les mesures du savant français, montrent des conductivités fortement variables, présentant un minimum très accentué pour une teneur en nickel de 30 0/0. Les alliages nickel-acier se prêtent d'autre part éminemment aux vérifications de la loi d'émission en raison du poli dont ils sont susceptibles, et de leur conductivité peu élevée et fortement variable avec la composition. Une propriété particulièrement précieuse de ces alliages est l'existence de deux variétés essentiellement différentes et parfaitement stables dans des limites de température étendues ; ces variétés possèdent des conductivités extrêmement différentes, l'une est magnétique et l'autre non magnétique. Le pouvoir émissif par rapport aux grandes longueurs d'onde de ces variétés doit évidemment éprouver des variations correspondantes au passage de l'une à l'autre (passage qui se fait par un refroidissement dans l'air liquide et par un échauffement à une température d'environ 530°). En étudiant à l'état fondu le bismuth pur, aussi bien que quelques alliages connus de bismuth, les auteurs font voir d'ailleurs que ces matières à l'état liquide se comportent d'une façon tout à fait normale au point de vue de leur pouvoir émissif, tandis que le bismuth solide paraît être la seule substance réfractaire à la loi en question. La constance du produit $(100 - R)\sqrt{n}$, calculé d'après les données expérimentales des auteurs, est fort satisfaisante, surtout en ce qui concerne les aciers au nickel. Les valeurs de la conductivité électrique de ces derniers concordent assez bien avec les valeurs trouvées par M. Guillaume. L'accord entre l'expérience et la théorie, plus satisfaisant que dans le travail antérieur des auteurs, est, semble-t-il, dû surtout au fait que la conductivité et le pouvoir émissif ont toujours été déterminés sur le même échantillon.

A. Gradenwitz.

B.-O. PEIRCE. — On the thermal conductivities of certain pieces of rock from the Calumet and Hecla Mine (Sur les conductibilités calorifiques de certains échantillons de roches provenant de la mine de Calumet et Hécla). — *Proceedings of the American Academy of Arts and Science*, t. XXXVIII, p. 651-660 ; 1903.

Ces recherches forment la suite de celles qui furent exécutées sur le marbre par l'auteur et M. R. W. Wilson (1). Elles se rapportent à deux échantillons de Trapp, deux échantillons d'Amygdaloïde et deux échantillons de Congloméré provenant de la mine de Calumet et Hécla.

La disposition des expériences antérieures a dû subir quelques modifications en raison de la dimension des roches (parallélipipèdes rectangles d'environ 10 centimètres de hauteur et 900 centimètres carrés de base). L'échantillon étudié était maintenu entre deux chambres dont l'une était remplie de vapeur d'eau à 100°, l'autre de glace fondante. Les températures dans les différentes couches de la roche étaient déterminées au moyen de couples thermo-électriques.

Les résultats obtenus sont les suivants :

| | Densité | Conductibilité calorifique |
|---|---|---|
| Trapp........... | 2,82 — 2,90 | 0,0036 — 0,0031 |
| Amygdaloïde..... | 2,67 — 2,71 | 0,0035 — 0,0034 |
| Congloméré...... | 2,55 — 2,64 | 0,0047 — 0,0052 |

R. Paillot.

K. ANGSTRÖM. — Énergie dans le spectre visible de l'étalon Hefner. *Société royale des sciences d'Upsala*, 6 mai 1903.

L'auteur s'est proposé :

1° De déterminer la distribution de l'énergie dans le spectre de la lampe Hefner ;

2° D'évaluer en mesures absolues l'énergie dans la radiation totale de la bougie-mètre (lux), c'est-à-dire l'énergie que la lampe Hefner envoie à 1 mètre de distance sur 1 centimètre carré.

La limite du spectre visible dans le rouge a été fixée à $\lambda = 0^{\mu},76$.

L'appareil employé est le suivant :

A l'une des extrémités d'un banc d'optique, le faisceau lumineux provenant d'une lampe à incandescence servant de source auxiliaire

(1) *Proceed. of the Americ. Acad. of Arts and Science*, t. XXXIV, p. 1 ; 1898.

tombe sur un miroir concave qui le rend parallèle, traverse un prisme et est reçu sur un deuxième miroir concave qui projette un spectre réel sur un double écran, mobile perpendiculairement au faisceau au moyen d'une vis micrométrique. Les rayons qui passent à côté de l'écran sont concentrés par une lentille sphérique en une image blanche ou colorée. Au foyer de la lentille cylindrique on peut placer un photomètre ou un bolomètre. De l'autre côté du banc est placé l'étalon Hefner.

La lampe à incandescence, d'une construction spéciale, est formée d'un fil de carbone très mince maintenu parfaitement rigide par un autre fil de carbone plus gros en forme d'arc. Elle est munie d'une fenêtre en spath fluor, et le fil d'incandescence est entouré par un tube cylindrique de métal noirci au platine à l'intérieur et muni, du côté tourné vers la fenêtre, d'une petite ouverture rectangulaire.

On commence par laisser passer toute la radiation de la lampe à incandescence, et l'on cherche, au moyen du photomètre, quelle doit être l'intensité du courant qui alimente la lampe pour que la lumière de cette lampe ait la même couleur que celle qui provient de l'étalon Hefner. Cette intensité est 0,21 ampère.

Une comparaison spectrophotométrique des deux lumières a ensuite prouvé que la distribution spectrale de l'énergie est la même. Le même résultat a lieu d'ailleurs pour le spectre infra-rouge, comme l'avait constaté antérieurement l'auteur au moyen de son spectro-bolomètre à enregistrement photographique [1].

On remplace ensuite le photomètre par un spectroscope muni d'une échelle évaluée empiriquement en longueurs d'onde. On fait mouvoir l'écran au moyen de la vis micrométrique, et l'on peut déterminer, pour chaque position de l'écran, la longueur d'onde de la limite de la lumière qui passe.

Cela fait, on remplace le spectroscope par un bolomètre et l'on détermine la radiation pour les diverses positions de l'écran. On mesure ainsi l'énergie totale qui se trouve dans le spectre examiné entre la limite extrême ultra-violette et une certaine longueur d'onde déterminée par la position de l'écran, c'est-à-dire

$$\int^{\lambda} I_{\lambda} d\lambda = L.$$

L'auteur évalue alors au moyen de son pyrrhéliomètre de com-

(1) *Acta Soc. Upsal;* 1895 ; — *The Phys. Review*, t. III, p. 137 ; 1895.

pensation électrique (1) le rayonnement total de la lampe Hefner. Il obtient :

$$Q = 215 \times 10^{-7} \frac{\text{gr. cal.}}{\text{sec. cm}^2}.$$

Il détermine ensuite, au moyen de l'appareil décrit plus haut, le rapport $\frac{L}{Q}$ du rayonnement lumineux au rayonnement total. A cet effet, l'écran est ajusté pour $\lambda = 0^{\mu},76$, de manière à n'intercepter que le spectre infra-rouge de la lampe à incandescence. On place un photomètre au foyer de la lentille cylindrique et l'on règle la distance de la lampe Hefner de manière que l'éclairement des deux côtés du photomètre soit le même. En remplaçant le photomètre par un bolomètre, on mesure l'intensité des deux faisceaux physiologiquement identiques et l'on obtient ainsi le rapport $\frac{L}{Q}$.

L'auteur trouve :

$$\frac{L}{Q} = 0{,}0096,$$

avec une erreur qui peut atteindre 4 0/0.

On en déduit

$$L_{0,76} = 20{,}6 \times 10^{-8} \frac{\text{gr. cal.}}{\text{sec. cm}^2}.$$

On peut, avec le degré d'exactitude que permettent les expériences, exprimer l'intensité d'une certaine longueur d'onde dans le spectre visible de la lampe Hefner par la formule de Wien :

$$I = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$$

avec

$$C_1 = 0{,}016$$

$$\frac{c_2}{T} = 7{,}85.$$

On peut en déduire la température absolue d'un corps parfaitement noir, émettant une radiation égale à celle de la lampe Hefner. On trouve :

$$T = 1830^{\circ},$$

valeur qui est d'accord avec les déterminations de Lummer et Pringsheim (2).

(1) *Acta Soc. Upsal;* 1893 ; — *The Phys. Review*, t. I, p. 365 ; 1893 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 389.

(2) *Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges.*, t. III, p. 37 ; 1901.

L'auteur fait remarquer en terminant que ses mesures permettent de déterminer photométriquement l'énergie du rayonnement et sa distribution dans le spectre visible d'une source quelconque. Cependant, bien que la loi de Wien s'applique à la lampe Hefner, l'analogie entre cette lampe et un corps parfaitement noir n'est pas complète, et les déterminations précédentes doivent être regardées comme provisoires. R. Paillot.

---

## CATALOGUE INTERNATIONAL DE LITTÉRATURE SCIENTIFIQUE.

Le nombre des recueils périodiques et des ouvrages particuliers qui publient des recherches scientifiques dans les différents pays du monde va toujours en croissant. Il est devenu très difficile aujourd'hui, à une personne qui se propose d'étudier une question, de consulter tous les documents parus sur cette question sans une perte de temps considérable et une énorme dépense de travail. Il est à peu près impossible, même à un travailleur consciencieux, de ne pas laisser échapper à son attention des travaux quelquefois importants dont la connaissance lui éviterait des recherches inutiles et lui permettrait d'employer ses efforts plus avantageusement pour la science. Frappée de ces difficultés et du service qu'on rendrait aux recherches et aux études en les atténuant, la Société royale de Londres a pris l'initiative du vaste travail de Bibliographie que nous présentons sous le nom de *Catalogue international de Littérature scientifique*.

Sous ses auspices, un *Conseil international*, siégeant à Londres, a reçu des divers gouvernements la mission d'administrer l'œuvre du Catalogue. Un *Bureau central* est chargé d'éditer et de publier chaque année les volumes de Bibliographie consacrés aux diverses sciences avec les matériaux qui lui sont fournis par les *Bureaux régionaux* organisés dans chaque pays. Le *Bureau régional français* a son siège au Ministère de l'Instruction publique (Direction de l'Enseignement supérieur, 5ᵉ Bureau). Une *Convention internationale* réunie à Londres sera chargée périodiquement de reviser les règlements du Catalogue, et notamment les classifications adoptées pour les maintenir au courant des progrès de la science.

Sont considérés comme travaux scientifiques catalogués tous

ceux qui se rapportent aux sciences mathématiques, physiques et naturelles, et les travaux techniques qui présentent un intérêt scientifique, à l'exclusion des ouvrages qui ne concernent que les sciences appliquées. Le Catalogue comprend les sciences dont la liste suit. Les lettres de l'alphabet qui précèdent chacune d'elles sont des *lettres d'enregistrement.*

A. Mathématiques; B. Mécanique; C. Physique; D. Chimie; E. Astronomie; F. Météorologie (y compris le Magnétisme terrestre); G. Minéralogie (y compris la Pétrographie et la Cristallographie); H. Géologie; J. Géographie mathématique et physique; K. Paléontologie; L. Biologie générale; M. Botanique; N. Zoologie; O. Anatomie humaine (y compris l'Histologie générale et l'Embryologie); P. Anthropologie physique; Q. Physiologie (y compris la Psychologie expérimentale, la Pharmacologie et la Pathologie expérimentale; R. Bactériologie.

Chacune des sciences figurant dans cette liste donne lieu chaque année, à partir du 1er janvier 1901, à la publication d'un volume de Catalogue (1). Chaque volume comprend trois parties :

1° Une *table de classification* indiquant les *rubriques* sous lesquelles sont classées les diverses matières ressortissant à la science qui est l'objet du volume. Chaque *rubrique* est accompagnée d'un *numéro enregistreur* gradué en général de 0000 à 9999, permettant de rappeler le classement sans mentionner entièrement la *rubrique*. Cette table est publiée en anglais, français, allemand et italien;

2° Un *catalogue par noms d'auteurs* des ouvrages publiés;

3° Un *catalogue* des mêmes ouvrages *par ordre de matières*, un même ouvrage pouvant figurer sous plusieurs *rubriques* déterminées par la nature des matières qui y sont traitées.

Chaque article comprend les indications suivantes:

*A. — Quand il s'agit de livres ou de brochures publiées séparément:*

(a.) *La lettre d'enregistrement;*

(b.) *Le nom de l'auteur et ses prénoms* tels qu'ils sont indiqués dans la publication;

(c.) *Le titre* exact de l'ouvrage dans sa langue d'origine ou sa traduction en une des cinq langues : anglais, français, allemand, italien, latin;

(1) Les volumes de 1901 et une partie de ceux de 1902, notamment celui qui est relatif à la Physique, sont déjà parus. On les trouve à la librairie Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris.

(*d.*) La mention de l'*édition* si ce n'est pas la première ;

(*e.*) *Le nombre de volumes* s'il y en a plusieurs, ou *le numéro du volume* s'il fait partie d'une série ;

(*g.*) *Le lieu de publication ;*

(*h.*) *L'année de publication ;*

(*i.*) *Le nombre de pages* indiqué par le dernier chiffre de chaque série de pagination, avec *la mention des planches, cartes, figures*, s'il y a lieu ;

(*j.*) *Le format* par la hauteur du livre en centimètres ;

(*k.*) *Le numéro et les numéros enregistreurs.*

*B. — Dans le cas de notes, articles ou mémoires contenus dans des périodiques :*

Les indications (*a*), (*b*), (*c*), (*g*), (*h*), (*k*), comme ci-dessus, et en outre :

(*d'.*) *Le titre abrégé du périodique ;*

(*e'.*) *Le numéro de la série ;*

(*f'.*) *Le numéro de volume du périodique ;*

(*i.*) *La première et la dernière page* du travail, avec la mention *des planches, cartes et figures*, s'il y a lieu.

Sous le nom de *Bibliographie scientifique française*, le Bureau français publie, sous forme de *Bulletin mensuel*, à partir du 1er janvier 1902, les matériaux qu'il recueille pour le *Catalogue international*, afin de mettre les travailleurs scientifiques le plus rapidement possible au courant de ce qui se publie dans le domaine des sciences pures en France [1].

---

**ERRATUM.**

Page 347, ligne 13 : lire $p = 24$ *au lieu de* $p = 27$.
Idem. renvoi (2) : lire Laue *au lieu de* Lane.
Page 349, ligne 13 : lire Häcke *au lieu de* Hacke.
ligne 20 : *supprimés :* au fur et
renvoi (1) : lire : Verh *au lieu de* Verb.
Page 350, ligne 1 : lire $0^{cm},5$ *au lieu de* $0^{m},5$.

---

[1] Chez Gauthier-Villars, deux feuilles d'impression par mois. Fascicules séparés pour les sciences physico-mathématiques et pour les sciences naturelles.

## COHÉSION DIÉLECTRIQUE DES MÉLANGES (1);

Par M. E. BOUTY

(*Suite*).

## CHAPITRE IV.

### COHÉSION DIÉLECTRIQUE DES MÉLANGES D'ARGON.

50. La détermination de la cohésion diélectrique de l'argon pur s'est trouvée entourée de beaucoup de difficultés. Les conclusions auxquelles j'ai été conduit ressortiront mieux en rapportant les principales expériences dans l'ordre même où j'ai été conduit à les exécuter.

51. Grâce à l'obligeance de MM. Moissan et Rigaut (2), j'ai pu disposer de quantités d'argon assez importantes. Ce gaz avait été préparé par la méthode indiquée par MM. Moissan et Rigaut (3), et transvasé directement de l'appareil de production dans un ballon où j'avais fait le vide de Crookes. Voici les résultats :

XX. — *Argon non soumis au refroidissement préalable.*

| Pression | $y$ | | |
|---|---|---|---|
| | Observé | Calculé | Différence |
| 30,971 | 2490 | 2492 | + 2 |
| 27,462 | 2242 | 2253 | + 9 |
| 24,247 | 2041 | 2033 | — 8 |
| 22,275 | 1910 | 1898 | — 12 |
| 20,315 | 1753 | 1763 | + 10 |
| 18,777 | 1674 | 1656 | — 18 |
| 14,600 | 1344 | 1364 | + 20 |
| 12,587 | 1225 | 1223 | — 2 |
| 9,938 | 1026 | 1032 | + 6 |
| 8,414 | 918 | 920 | + 2 |
| 5,286 | 692 | 679 | — 13 |
| 4,541 | 623 | 618 | — 5 |

(1) Voir ce vol. p. 489.

(2) Je tiens à adresser tous mes remerciements à MM. Moissan et Rigaut pour leur inépuisable complaisance.

(3) Voir *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXVII, p. 773 ; 1903.

| Pression | $y$ Observé | $y$ Calculé | Différence |
|---|---|---|---|
| 3,297 | 505 | 511 | + 6 |
| 1,647 (1) | 315 | 339 | + 24 |
| 0,0903 (1) | 150 | 117 | — 33 |
| 0,0558 | 117 | 99 | — 18 |
| 0,01016 | 162 | 162 | 0 |
| 0,00470 | 268 | 291 | + 23 |
| 0,00267 | 494 | 481 | — 13 |

52. On est tout d'abord frappé de la petitesse des champs critiques. Tandis qu'avec l'hydrogène la force électromotrice de ma batterie ne m'avait pas permis de dépasser la pression de 11 centimètres environ, ici, avec le même appareil et dans des conditions identiques, nous réalisons les mesures jusqu'à 31 centimètres. L'argon oppose donc au passage de l'effluve un obstacle beaucoup moins grand que les gaz étudiés jusqu'ici.

Dès 1896, MM. Ramsay et Collie (2) avaient en effet annoncé que, pour une différence de potentiel donnée, l'étincelle est plus longue dans l'argon que dans l'hydrogène, et davantage encore dans l'hélium ; mais les nombres qu'ils fournissent pour l'hydrogène et l'argon ne peuvent faire prévoir l'écart énorme manifesté ici.

Les nombres de la troisième colonne ont été calculés par la formule :

$$y = 20 + 67\sqrt{p(p+13)} + \frac{1,2}{p}. \tag{27}$$

Elle indique une cohésion diélectrique égale à 67, c'est-à-dire environ trois fois plus faible que celle de l'hydrogène.

53. Désireux de savoir si l'indépendance de la cohésion diélectrique par rapport à la température était aussi complète avec l'argon qu'avec les gaz communs, je répétai des expériences soit de chauffe soit de refroidissement par l'air liquide dans des conditions identiques à celles de mes expériences antérieures (3). Voici les résultats :

(1) Pour des pressions comprises entre ces deux nombres, l'effluve est si pâle que les mesures ne comportent aucune précision.

(2) Ramsay et Collie, *Proceed. of the Royal Society*, t. LIX, p. 257. Les longueurs d'étincelles données par les auteurs sont les suivantes :

| | |
|---|---|
| Air ............ | 33 millimètres |
| Hydrogène..... | 39 |
| Argon ......... | 45mm,5 |
| Hélium......... | 300 |

(3) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 12 ; 1904.

XXI. — *Ballon de cristal n° 2. Pression à 17°, 22cm,56.*

| Température | Champ critique |
|---|---|
| + 16 | 2246 |
| + 132,5 | 2234 |
| + 171,5 | 2213 |
| Moyenne... | 2231 |

Au-dessus de 0, le champ critique à volume constant est bien indépendant de la température.

XXII. — *Ballon de verre. Pression à 17°, 22cm,47.*

| Température | Champ critique | | r |
|---|---|---|---|
| + 77,5 | 2090 | moyenne 2131 | » |
| + 5,8 | 2129 | | » |
| — 8,7 | 2175 | | » |
| — 20,8 | 2175 | | » |
| — 32,5 | 1703 | | 0,799 |
| — 42 | 1565 | | 0,734 |
| — 79 | 1305 | | 0,612 |

*r* est le rapport des champs critiques à basse température à la moyenne des champs critiques dans l'intervalle où ils paraissent invariables.

XXIII. — *Ballon de verre. Pression à 17°, 26cm,13.*

| Température | Champ critique | | r |
|---|---|---|---|
| + 14,3 | 2456 | moyenne 2490 | |
| — 14,3 | 2523 | | |
| — 30 | 2043 | | 0,820 |
| — 59 | 1495 | moyenne 1486 | 0,596 |
| — 100 [1] | 1478 | | |

XXIV. — *Ballon de verre. Pression à 17°, 13cm,99.*

| Température | Champ critique | | r |
|---|---|---|---|
| + 14,9 | 1471 | moyenne 1494 | |
| + 11,3 | 1486 | | |
| + 1,8 | 1479 | | |
| — 23,8 | 1539 | | |
| — 41,5 | 1232 | | 0,825 |
| — 48 | 1193 | | 0,804 |
| — 48,5 | 1209 | | |
| — 65,5 | 984 | moyenne 1000 | 0,669 |
| — 100 [1] | 1015 | | |

[1] Températures seulement repérées.

54. Si l'on construit une courbe en prenant pour abscisses les températures, pour ordonnées les rapports $r$, on obtient deux portions de droite horizontales raccordées par une droite inclinée. La *fig.* 1 réunit les résultats des tableaux XXII et XXIII, relatifs à deux pressions assez voisines. La *fig.* 2 se rapporte au tableau XXIV.

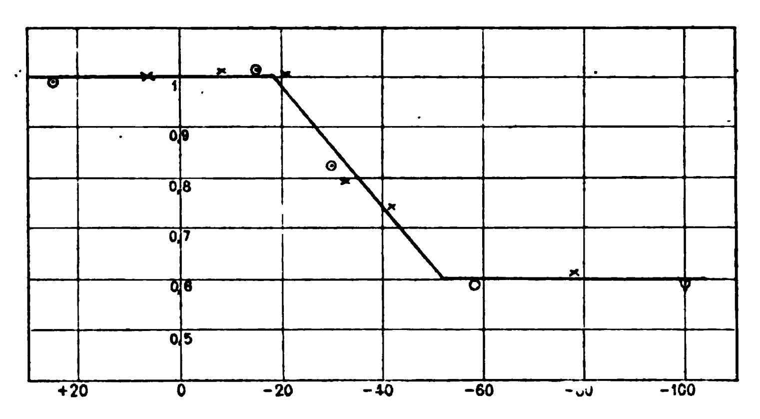



FIG. 1.

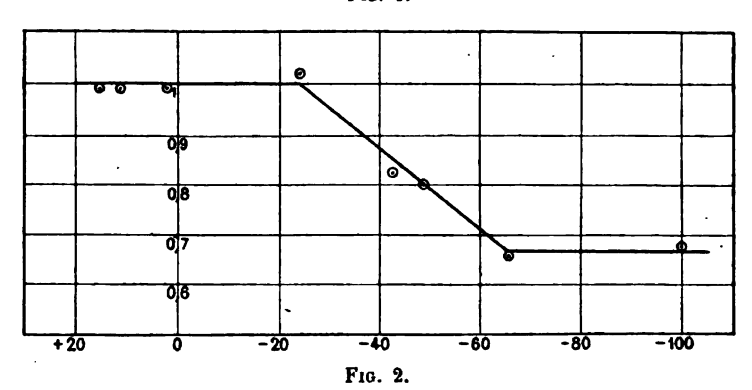



FIG. 2.

On voit qu'à partir d'une température voisine de — 20°, le champ critique à volume constant décroît à peu près linéairement, puis se fixe à une valeur beaucoup plus faible, atteinte à partir de — 50° ou de — 60°.

55. Dans ces expériences je fus vivement frappé par une modification remarquable des lueurs d'effluve, modification qui commençait à se produire précisément à la température pour laquelle le champ critique commençait à baisser. D'une couleur mal définie, d'apparence blafarde,

les lueurs passaient progressivement au blanc bleuté, en devenant de plus en plus vives.

56. En quoi consiste la modification subie par le gaz dans ces conditions ?

Deux interprétations se présentaient à l'esprit : la première consiste à supposer qu'il existe deux variétés d'argon, l'une stable au-dessus de — 20°, l'autre au-dessous de — 60° ; mais on peut aussi imaginer, plus simplement, qu'à partir de — 20° l'argon employé laisse déposer un produit de condensation dont la tension de vapeur devient très faible au-dessous de — 60°.

Dans la première hypothèse, il y a lieu de supposer que l'argon, en se transformant dans sa variété stable à basse température, augmente de densité dans un rapport simple. Dans la seconde hypothèse, la densité doit diminuer, mais dans un rapport quelconque.

57. Pour savoir ce qu'il en est, je disposai un tube manométrique de faible capacité, en relation avec le ballon échauffé ou refroidi. Considérons l'intervalle de température dans lequel le gaz n'est pas modifié. Si le volume du tube manométrique était négligeable par rapport à celui du ballon, la pression $p$ devrait demeurer proportionnelle à la température absolue T déduite de l'observation d'un thermomètre à mercure ou à toluène en contact avec le ballon. En réalité il y a, en dehors de l'étuve, dans le col du ballon, un petit espace dans lequel la température varie d'une manière continue, puis le tube manométrique lui-même qui est à la température extérieure. Le quotient $\frac{T}{p}$ de la température absolue par la pression se trouve exactement représenté par une formule [1] telle que :

$$\frac{T}{p} = a + bT,$$

le rapport $\frac{b}{a}$ des deux constantes étant d'ailleurs très petit.

58. J'ai trouvé que la formule empirique [2]

$$\frac{T}{p} = 10,84 + 0,00778T,$$

dont les constantes avaient été déterminées par des expériences de

(1) On arrive aisément à cette expression par voie théorique.

(2) Pression évaluée en centimètres de mercure.

$+13°$ à $+120°$, représentait, avec la même exactitude, les expériences de — 7° à — 68°, sans qu'aucune perturbation appréciable manifestât une variation de densité dans l'intervalle critique où les propriétés diélectriques et émissives de l'argon subissent une altération si remarquable.

Il faut donc admettre que, s'il y a une variation de densité, elle est assez petite pour être masquée par les erreurs d'expérience ; elle ne peut guère être supérieure à $\frac{1}{100}$.

59. Ainsi, d'une part, l'existence de deux variétés de l'argon est rendue très improbable ; de l'autre, l'impureté, si elle existe, ne peut constituer qu'une très faible partie de la masse gazeuse en expérience.

60. J'essayai de condenser l'impureté, en dehors de l'appareil de mesure, dans un petit serpentin refroidi par de l'air liquide. Je ne pus voir aucune goutte de liquide dans le serpentin, mais le gaz recueilli dans le ballon jouissait, dès la température ordinaire, de la faible cohésion diélectrique qu'il n'avait auparavant qu'aux très basses températures.

D'ailleurs les effluves avaient pris l'éclat et la teinte bleutée remarqués antérieurement au-dessous de — 60°.

61. Il restait à caractériser chimiquement l'impureté capable de produire de telles modifications. A ma demande, M. Moissan voulut bien refroidir dans l'air liquide tout ce qu'il possédait de cet argon. Il recueillit dans le tube à condensation une seule goutte d'un liquide alcalin, trop peu importante pour permettre une analyse quantitative.

62. Examiné dans un tube de Plücker, le gaz non purifié présentait, outre les raies connues de l'argon, les raies caractéristiques de l'hydrogène ; et on distinguait, comme un voile léger tendu sur le spectre de l'argon, les principales bandes de l'azote. Ainsi l'impureté consistait sans doute en une simple trace d'ammoniaque.

63. Pour manifester la grandeur de la variation des champs critiques due à cette impureté, je donne dans les deux tableaux suivants la série des nouvelles observations. Le tableau XXV se rapporte au gaz purifié par son refroidissement dans l'air liquide.

XXV. — *Argon purifié par refroidissement dans l'air liquide.*

| Pression | $y$ | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Observé | Calculé formule (27) | Différence | Calculé formule (28) | Différence |
| 29,560 | 1694 | 2398 | + 704 | 1704 | + 10 |
| 19,271 | 1280 | 1691 | + 411 | 1261 | — 19 |
| 14,832 | 1078 | 1382 | + 304 | 1060 | — 18 |
| 10,070 | 828 | 1041 | + 213 | 830 | + 2 |
| 8,106 | 760 | 896 | + 136 | 728 | — 32 |
| 6,583 | 591 | 761 | + 170 | 636 | + 45 |
| 4,944 | 527 | 651 | + 124 | 548 | + 21 |
| 2,267 | 312 | 414 | + 102 | 358 | + 46 |
| 1,139 | 248 | 289 | + 48 | 250 | + 2 |

Les nombres de la troisième colonne ont été calculés par la formule (27) de l'argon non purifié ; ceux de la cinquième colonne par la formule :

(28) $$y = 39\sqrt{p(p + 35)}.$$

La cohésion diélectrique correspondante 39 n'est que les 0,58 de la cohésion de l'argon non purifié.

64. Le tableau XXVI se rapporte au même argon, conservé pendant quinze jours en dehors de l'appareil au contact d'acide sulfurique pur :

XXVI. — *Argon purifié par refroidissement dans l'air liquide et par un contact prolongé avec l'acide sulfurique.*

| Pression | $y$ | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Observé | Calcul linéaire | Différence | Formule (28 *bis*) | Différence |
| 32,332 | 1638 | 1632 | — 6 | | |
| 22,269 | 1335 | 1330 | — 5 | | |
| 16,901 | 1156 | 1169 | + 13 | 1155 | — 1 |
| 14,220 | 1050 | | | 1035 | — 15 |
| 10,900 | 902 | | | 873 | — 29 |
| 5,177 | 558 | | | 563 | + 5 |
| 2,149 | 321 | | | 350 | + 29 |
| 1,011 | 217 | | | 235 | + 18 |
| 0,590 | 170 | | | 168 | — 1 |
| 0,064 | 132 | | | 86 | — 46 |
| 0,0174 | 143 | | | 133 | — 10 |
| 0,0104 | 165 | | | 196 | + 31 |
| 0,0065 | 293 | | | 295 | + 2 |
| 0,00323 | 560 | | | 569 | + 9 |

Les nombres de la troisième colonne ont été calculés par la for-

mule linéaire (¹) :

$$(29) \qquad y = 662 + 30p,$$

ceux de la cinquième colonne par la formule

$$(28\ bis) \qquad y = 39\sqrt{p\,(p+35)} + \frac{1,8}{p}.$$

La courbe (28 *bis*) et la droite (29) se coupent. Le point d'intersection correspond à peu près à la pression de 16 centimètres.

65. La discontinuité manifestée par ces formules correspondrait-elle à une impureté introduite accidentellement dans l'appareil au cours des mesures ? Je n'ai aucun motif de le supposer.

Un tube de Plücker, en communication avec l'appareil de mesure, peut être excité par une bobine de Ruhmkorff, et permet de suivre les variations du spectre de l'argon avec la pression. On sait que, vers la pression de 4 à 5 millimètres, ce spectre présente une série de lignes rouges moins réfrangibles que celle de l'hydrogène et considérées comme tout à fait caractéristiques. Or ces raies étaient tout à fait invisibles dans le spectre, cependant très brillant, correspondant aux pressions de 32 et de 22 centimètres. Tout l'espace en deçà de la raie rouge de l'hydrogène demeurait complètement obscur. A la pression de $16^{cm},9$, on commence à distinguer à peine la plus brillante des raies rouges de l'argon ; son éclat augmente peu à peu aux pressions plus basses, puis apparaissent successivement toutes les autres lignes brillantes du même groupe, dont l'importance relative, par rapport aux lignes très brillantes dans le vert, le bleu et le violet, s'accuse de plus en plus.

Il est tout au moins curieux que le changement d'allure des champs critiques coïncide précisément avec celui des raies spectrales.

J'ignore quels résultats fournirait l'argon à un état de pureté absolument rigoureuse. Il est probable que sa cohésion diélectrique est encore inférieure à 30. Pour ce corps, la sensibilité des mesures électriques, par rapport à la moindre trace d'impureté, paraît équivaloir à celle de la réaction spectrale.

---

(¹) Malheureusement la quantité de cet argon dont je disposais ne m'a pas permis d'atteindre des pressions supérieures à $32^{cm},3$. Si, comme il est vraisemblable, la formule linéaire continue à s'appliquer à des pressions plus hautes, ma batterie m'aurait permis de poursuivre la mesure des champs critiques jusqu'à la pression de 60 centimètres environ.

66. Il restait à employer les échantillons d'argon plus ou moins impurs que je possédais encore à l'étude de l'effet produit par l'addition d'une quantité connue de gaz étranger.

Je signalerai d'abord des expériences pour lesquelles j'avais employé comme matière première l'argon non purifié [formule (27)].

XXVII. — *Mélange d'argon impur et d'hydrogène* : 56,77 0/0 *d'hydrogène*.

| Pression | Y | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Observé | Calcul moyen. | Différence | Formule empirique | Différence |
| 11,762 | 2501 | 1910 | — 591 | 2538 | + 37 |
| 9,438 | 2080 | 1583 | — 497 | 2076 | — 4 |
| 8,653 | 1915 | 1472 | — 443 | 1926 | + 11 |
| 6,125 | 1424 | 1112 | — 312 | 1421 | — 3 |
| 5,130 | 1242 | 968 | — 274 | 1222 | — 20 |
| 2,409 | 663 | 559 | — 104 | 670 | + 7 |
| 0,873 | 322 | 296 | — 26 | 330 | + 8 |

L'écart des nombres observés et déterminés par le calcul de moyenne est tout à fait énorme.

Les nombres de la cinquième colonne ont été calculés en supposant que le mélange ne contient que 6,5 0/0 d'argon au lieu de 49,23. La cohésion diélectrique correspondante est 196 au lieu de 137 donné par le calcul de moyenne. Le mélange de volumes égaux d'hydrogène et d'argon se comporte donc, au point de vue de sa cohésion diélectrique, presque comme de l'hydrogène pur (cohésion 205).

XXVIII. — *Mélange d'argon impur et d'hydrogène* : 21,29 0/0 *d'hydrogène*.

| Pression | Y | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Observé | Calcul moyen. | Différence | Formule empirique | Différence |
| 13,392 | 2484 | 1638 | — 846 | 2464 | — 20 |
| 11,43 | 2124 | 1443 | — 681 | 2144 | + 20 |
| 10,017 | 1913 | 1247 | — 666 | 1889 | + 23 |
| 7,840 | 1542 | 1086 | — 456 | 1550 | + 3 |
| 6,668 | 1342 | 956 | — 386 | 1349 | + 8 |
| 2,849 | 685 | 536 | — 149 | 690 | + 5 |

Les nombres de la cinquième colonne ont été calculés en supposant que le mélange contient 71,8 d'hydrogène au lieu de 21,29. Cohésion diélectrique, 166,1 au lieu de 96,4.

XXIX. — *Mélange d'argon impur et d'hydrogène :* 9,83 0/0 *d'hydrogène.*

| Pression | Y Observé | Calcul moyen. | Différence | Formule empirique | Différence |
|---|---|---|---|---|---|
| 15,511 | 2555 | 1623 | — 932 | 2554 | — 1 |
| 12,986 | 2160 | 1412 | — 748 | 2198 | + 38 |
| 10,287 | 1798 | 1179 | — 619 | 1788 | — 10 |
| 9,741 | 1716 | 1135 | — 581 | 1713 | — 3 |
| 8,606 | 1553 | 1017 | — 536 | 1532 | — 21 |
| 7,579 | 1394 | 928 | — 466 | 1377 | — 17 |
| 3,520 | 746 | 570 | — 176 | 764 | + 18 |

Les nombres de la cinquième colonne ont été calculés d'après la loi des moyennes, en supposant que le gaz renferme 58 0/0 d'hydrogène au lieu de 9,83 0/0. Cohésion diélectrique, 146,6 au lieu de 80,6.

67. Ce dernier mélange d'hydrogène et d'argon fut soumis à des expériences de refroidissement dans l'air liquide. Voici le résultat d'une des séries de mesures :

XXX. — *Mélange d'argon impur et d'hydrogène :* 9,83 0/0 *d'hydrogène.*
Pression à 17°, 13,580.

| Température | Y |
|---|---|
| + 15 | 2278 |
| — 26 | 2226 |
| — 48 | 2192 |
| — 100 (1) | 2132 |

La condensation de l'impureté produit un abaissement du champ critique encore sensible, d'environ 6,4 0/0.

Dans les mêmes conditions, l'argon non mêlé d'hydrogène présentait un abaissement d'environ 40 0/0. L'effet de l'impureté condensable est donc fortement réduit par la présence de l'hydrogène. De même, l'effet de 1 0/0 d'un gaz étranger quelconque, tel que l'acide carbonique ou l'hydrogène, diminue rapidement à mesure que la quantité de gaz étranger déjà présent est plus considérable.

68. J'ai aussi étudié divers mélanges du même argon impur et d'azote atmosphérique. Il suffira de citer en détail les résultats relatifs aux deux mélanges extrêmes.

---

(1) Température seulement repérée.

XXXI. — *Mélange d'argon impur et d'azote atmosphérique : 4,92 0/0 d'azote.*

| Pression | Y | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Observé | Calcul moyen. | Différence | Formule empirique | Différence |
| 15,734 | 2163 | 1742 | — 421 | 2162 | — 1 |
| 15,361 | 2107 | 1692 | — 415 | 2107 | 0 |
| 13,383 | 1902 | 1532 | — 370 | 1891 | — 11 |
| 9,375 | 1415 | 1192 | — 223 | 1440 | + 25 |
| 6,352 | 1038 | 882 | — 156 | 1050 | + 12 |

La cinquième colonne est calculée, en supposant la loi des moyennes exacte, avec une proportion fictive d'azote de 11,87 0/0 au lieu de 4,92 (rapport 2,41).

XXXII. — *Mélange d'argon impur et d'azote atmosphérique :* 79,78 0/0 *d'azote.*

| Pression | Y | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Observé | Calcul moyen. | Différence | Formule empirique | Différence |
| 5,794 | 2542 | 2457 | — 85 | 2548 | + 6 |
| 5,032 | 2225 | 2177 | — 48 | 2257 | + 32 |
| 3,993 | 1814 | 1749 | — 65 | 1811 | — 3 |
| 3,038 | 1451 | 1386 | — 65 | 1432 | — 19 |

La cinquième colonne a été calculée pour une proportion d'azote fictive de 84 0/0, relativement peu différente de la proportion réelle, 79,78 [ou 16 0/0 d'argon au lieu de 20,28 (rapport 1,27)]. Cohésion diélectrique, 401,3 au lieu de 383,2.

69. Ainsi un peu d'azote altère beaucoup les champs critiques relatifs à l'argon ; un cinquième d'argon altère peu les champs critiques de l'azote. C'est le même fait que nous avons reconnu pour l'hydrogène mêlé à l'argon. Or on sait depuis longtemps que très peu d'hydrogène ou d'azote dans l'argon fait apparaître les lignes de ces gaz dans le spectre, tandis qu'il faut beaucoup plus d'argon dans l'hydrogène ou dans l'azote pour qu'on puisse reconnaître ce gaz spectroscopiquement [1].

70. Un argon plus pur, ayant donné la formule :

$$y = 44\sqrt{p\,(p+35)}, \tag{30}$$

applicable aux pressions supérieures à quelques centimètres, a servi à former plusieurs mélanges avec de l'acide carbonique.

[1] Ramsay et Collie, *loc. cit.*

XXXIII. — *Mélange d'argon et d'acide carbonique.*
*Proportion d'acide carbonique,* 0,63 0/0.

| Pression | Y | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Observé | Calcul moyen. | Différence | Fonction linéaire | Différence |
| 22,137 | 2184 | 1614 | — 570 | 2199 | + 15 |
| 15,774 | 1723 | 1277 | — 446 | 1693 | — 30 |
| 10,131 | 1229 | 963 | — 266 | 1244 | + 15 |
| 5,998 | 834 | 703 | — 131 | | |
| 3,617 | 558 | 508 | — 50 | | |

Bien que la proportion d'acide carbonique ajoutée à l'argon dépasse à peine 1/2 0/0, l'écart de la loi des moyennes est énorme, comme le montre la colonne 4.

Les nombres de la cinquième colonne ont été calculés par la formule linéaire :

$$Y = 439 + 79{,}5p. \qquad (31)$$

La cohésion diélectrique est passée de 44 à 79,5, c'est-à-dire s'est accrue dans un rapport égal à 1,807. La proportion fictive d'acide carbonique que supposerait un tel accroissement, si la loi des moyennes était exacte, serait donnée par la formule :

$$418x + 44(1 - x) = 79{,}5,$$
$$x = 9{,}49\ 0/0,$$

au lieu de 0,63 0/0.

70. Aux pressions élevées, un tube de Plücker, en communication avec l'appareil, montre d'une manière non douteuse les principales bandes de l'acide carbonique, comme un voile léger à travers lequel apparaît le spectre de l'argon. D'ailleurs toute la région bleue et violette est assez profondément modifiée. En particulier, deux beaux groupes de raies bleues assez rapprochées, dont les centres sont respectivement vers $470\mu$ et $455\mu$, sont très affaiblis ; le dernier est presque indistinct. La lumière émise, d'un joli blanc bleuté pour l'argon pur, a sensiblement viré vers la teinte blafarde de l'acide carbonique. Ainsi, à une variation considérable de la cohésion diélectrique, correspond une altération extrêmement sensible du spectre dans un sens tel que, de part et d'autre, l'influence de l'acide carbonique semble hors de proportion avec la quantité réelle de ce gaz mêlée à l'argon.

71. Au mélange précédent on a rajouté de l'acide carbonique en quantité plus notable et obtenu les résultats suivants :

XXXIV. — *Mélange d'argon et d'acide carbonique:* 17,1 0/0 *d'acide carbonique.*

| Pression | Y Observé | Calcul moyen. | Différence | Fonction linéaire | Différence |
|---|---|---|---|---|---|
| 14,646 | 2523 | 2298 | — 225 | 2523 | 0 |
| 10,781 | 1963 | 1617 | — 346 | 1955 | — 8 |
| 7,406 | 1451 | 1214 | — 237 | 1458 | + 7 |
| 4,981 | 962 | 909 | — 55 | | |

Les nombres de la troisième colonne ont été calculés par la formule linéaire :

$$Y = 370 + 147p.$$

La proportion fictive d'acide carbonique qui justifierait une cohésion diélectrique égale à 147 serait 27,56 0/0 au lieu de 17,1 0/0.

En ce qui concerne le spectre, j'observe qu'aux hautes pressions presque toutes les lignes de l'argon ont disparu. A des pressions beaucoup plus basses, le spectre de l'argon est peu apparent par rapport aux bandes de l'acide carbonique, principalement dans la région des deux groupes bleus. On ne commence à distinguer vaguement ceux-ci qu'à partir de la pression de 2 millimètres.

72. Cette étude nous amène donc à *établir une relation étroite entre la cohésion diélectrique, d'une part, et la nature du spectre, de l'autre.* Quand l'un des gaz mêlés manifeste une influence visiblement prépondérante au point de vue spectral, ce même gaz domine aussi pour imposer sa constante diélectrique. La valeur de la cohésion, calculée d'après la loi des moyennes, se trouve supérieure ou inférieure à la valeur réelle, suivant que le gaz prépondérant, au point de vue spectral, aura la cohésion la plus faible ou la plus forte.

Il y aurait évidemment intérêt à poursuivre une étude comparative des spectres d'effluve et des cohésions, en vue de préciser davantage la relation qui paraît exister entre ces deux éléments physiques.

73. On sait combien l'argon paraît jusqu'ici réfractaire aux actions chimiques. Si les variations considérables de son spectre et de sa cohésion diélectrique, en présence de traces de gaz étrangers, ne correspondent pas à la production de composés définis de l'argon, quelle en est donc la cause? Ne faut-il pas aller la chercher dans la structure même de l'atome? Les atomes des gaz mêlés se comportant

sans doute les uns par rapport aux autres à la façon de résonateurs complexes, suivant des lois qui nous sont encore inconnues.

74. Comment la théorie des ions, jusqu'ici si féconde en ressources, interprétera-t-elle les faits nouveaux contenus dans ce mémoire?

En ce qui concerne la faiblesse de la cohésion diélectrique de l'argon et des gaz monoatomiques, on imaginera, sans doute, que le principal obstacle à l'ionisation d'une molécule polyatomique réside non dans les atomes eux-mêmes, mais dans le lien moléculaire qui les unit.

Il sera beaucoup plus délicat de faire la théorie complète des mélanges. Si l'on songe à l'étroitesse du lien qui semble unir la cohésion diélectrique et l'émission lumineuse par effluve, on sera porté à penser que la théorie des ions ne peut se perfectionner désormais qu'en cherchant à englober et à éclairer la théorie de l'émission des gaz [1].

---

## NOTE SUR LA DOUBLE RÉFRACTION ACCIDENTELLE DE LA LUMIÈRE DANS LES LIQUIDES;

Par S. ZAREMBA.

1° Considérons (*fig.* 1) un liquide placé entre deux cylindres verticaux de révolution, de même axe $Z'Z'$, tournant autour de cet axe avec des vitesses angulaires constantes, mais différentes, et supposons que le mouvement du liquide ait atteint le régime permanent. M. Kundt [2] le premier a constaté que, conformément aux prévisions de Maxwell, un rayon lumineux $A'A$ parallèle à l'axe $Z'Z$ se décompose, dans certains liquides, en deux rayons polarisés dans des plans $(\Pi)$ et $(\Pi')$, perpendiculaires l'un à l'autre et parallèles à l'axe commun $ZZ'$ des deux cylindres. Les résultats des expériences de M. Kundt ont été confirmés successivement par M. G. de Metz [3], M. Umlauf [4], M. M. Almy [5], M. Hill [6] et M. Zacrzewsky [7].

(1) Dans cet ordre d'idées, je signalerai un mémoire de M. Jeans, paru récemment dans le *Philosophical Magazine* (*The mecanism of radiation*, 6e série, t. II, p. 421-455; 1901).

(2) *Wiedemann's Annalen*, Bd. XIII, p. 110; 1881.

(3) *Wiedemann's Annalen*, Bd. XXXV, p. 497; 1888.

(4) *Wiedemann's Annalen*, Bd. XLVI, p. 304; 1892.

(5) *Philosoph. Magazine*, vol. XLIV, p. 499; 1897.

(6) *Philosoph. Magazine*, vol. XLVIII, p. 485; 1899; et vol. II, p. 524; 1901.

(7) *Bulletin de l'Académie de Cracovie*, janvier 1904.

Ces faits rappelés, voici le but de ce petit travail : Je me propose de discuter les considérations théoriques au moyen desquelles M. Natanson [1] a cherché à rendre compte de la position observée des plans de polarisation (Π) et (Π'), par rapport au plan (Ϭ) déterminé par les droites parallèles Z'Z et A'A. A la vérité, des tentatives du même genre ont été faites avant M. Natanson par M. Kundt [2]

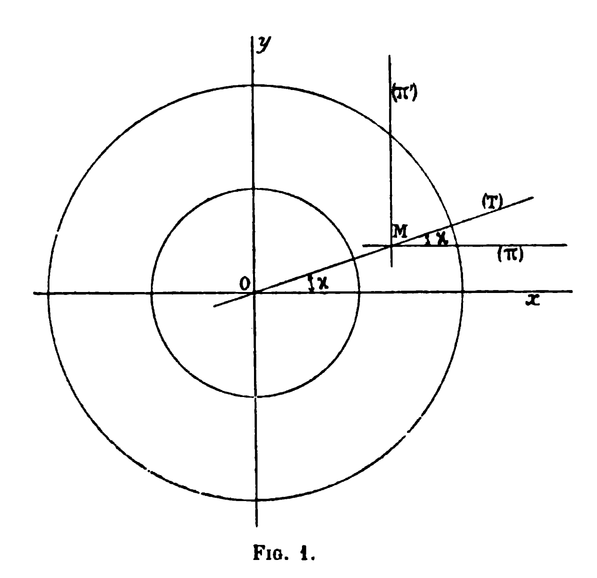



Fig. 1.

d'abord et par M. Schwedoff [3] ensuite. Mais la théorie de M. Kundt, comme il a soin de le faire remarquer lui-même, ne rend pas compte de l'influence de la différence des vitesses angulaires des cylindres limitant le liquide sur la position des plans (Π) et (Π'), et celle de M. Schwedoff repose sur une conception de liquide trop différente de la conception habituelle pour que, dans l'état actuel des données expérimentales, la discussion n'en doive pas être considérée comme prématurée : M. Schwedoff admet, contrairement à ce qui constitue le caractère propre de la notion classique de liquide, qu'il peut y avoir, dans le sein d'un liquide à l'état d'équilibre, des efforts tranchants permanents différents de zéro.

2° L'hypothèse fondamentale adoptée par M. Natanson, à l'exemple

(1) *Bulletin de l'Académie de Cracovie*, janvier 1904.
(2) *Loc. cit.*
(3) *J. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 49 ; 1892.

d'ailleurs de M. Umlauf et de M. Schwedoff, peut être énoncée de la manière suivante : *les axes optiques d'un liquide en mouvement en un point donné coïncident avec les axes de la quadrique directrice des efforts relative au point considéré.* Sans insister sur les réserves qu'il y aurait à faire au sujet de cette hypothèse, à cause de la nature compliquée et peu connue des lois de la propagation de la lumière dans les corps en mouvement, adoptons-la immédiatement; mais, avant de passer à l'examen de l'application qu'en fait M. Natanson, dégageons les conséquences que l'on peut tirer de cette hypothèse sans se prononcer en faveur d'aucune théorie particulière de la viscosité.

3° Introduisons un système de coordonnées rectangulaires $x$, $y$, $z$, en prenant pour axe des $z$ l'axe commun des deux cylindres. Le sens des rotations positives autour de l'axe des $z$ sera alors parfaitement déterminé. Cela posé, l'un des plans de polarisation (Π) ou (Π'), soit (Π), pourra être amené à coïncider avec le plan (ϖ) au moyen d'une rotation positive $\chi$ non supérieure à $\frac{\pi}{2}$. (La figure ci-jointe représente les traces des cylindres et des plans (Π), (Π') et (ϖ) sur le plan des $xy$.) Dans ces conditions, l'angle $\chi$ sera l'unique inconnue du problème; elle ne sera évidemment, pour des vitesses angulaires données des cylindres limitant le liquide, que fonction de la seule variable $r$, distance de la droite A'A à l'axe des $z$.

Considérons, à l'intérieur du liquide, un point quelconque M et désignons, comme on le fait souvent, par

$$p_{xy},\ p_{yy},\ p_{zz},\ p_{yz},\ p_{zx},\ p_{xy}$$

les six fonctions qui caractérisent l'état de tension intérieure du liquide en M. Désignons encore par P, H, Q les valeurs qu'auraient eues les quantités $p_{xx}$, $p_{yy}$ et $p_{xy}$ si nous avions dirigé l'axe des $x$ de façon que le point M se trouve dans le plan des $(x, z)$ et que la coordonnée $x$ de ce point soit positive. Si l'on fait abstraction de la gravité, dont le rôle, dans notre problème, est manifestement tout à fait négligeable, et si l'on ne tient pas compte des perturbations qui se produisent aux bases de la colonne liquide, celle-ci pourra être considérée comme illimitée, et les quantités P, H et Q devront être regardées comme ne dépendant que de la distance $r$ du point M à l'axe des $z$ et des vitesses angulaires $\sigma_a$ et $\sigma_b$ du cylindre intérieur et du cylindre extérieur.

D'ailleurs les principes généraux de la mécanique des milieux continus donnent :

$$p_{xy} = \frac{1}{2}(P - H) \sin 2\theta + Q \cos 2\theta, \tag{1}$$

en désignant par $\theta$ l'angle formé avec le plan des $(x, z)$ par le plan que déterminent le point M et l'axe des $z$.

Je fais maintenant la remarque suivante : il résulte de l'hypothèse fondamentale que l'angle demandé $\chi$ est égal à l'angle que devrait former le plan $(\varpi)$ avec le plan des $(x, z)$ pour que, en chaque point de la droite A'A, on ait :

$$p_{xy} = 0. \tag{2}$$

On en conclura immédiatement, au moyen de la formule (1), que l'on a :

$$\operatorname{cotg} 2\chi = \frac{H - P}{2Q}. \tag{3}$$

Posons :

$$\sigma = \sigma_a - \sigma_b.$$

Pour $\sigma = 0$, le liquide n'aura qu'un mouvement de rotation d'ensemble de vitesse angulaire $\varphi = \sigma_a = \sigma_b$, et il résulte de la signification physique des fonctions P, H, Q, que l'on aura alors :

$$Q = 0; \qquad P = H = p_0,$$

en désignant par $p_0$ la pression hydrostatique qui s'établirait dans le liquide sous l'influence de la force centrifuge.

D'après ce qui précède, quelle que soit la théorie de la viscosité que nous adoptions, il sera permis de représenter les fonctions P, H, Q, pour les valeurs assez petites de $\sigma$, par des séries de la forme suivante :

$$\left\{\begin{array}{l} P = p_0 + P_1\sigma + P_2\sigma^2 + \ldots \\ H = p_0 + H_1\sigma + H_2\sigma^2 + \ldots \\ Q = Q_1\sigma + Q_2\sigma^2 + \ldots \end{array}\right. \tag{4}$$

dont les coefficients ne seront fonction que des variables $\sigma_b$ et $r$.

Portons les valeurs (4) des quantités P, H, Q dans la formule (3),

il viendra :

$$(5)\quad \operatorname{cotg} 2\chi = \frac{H_1 - P_1}{2Q_1} + \frac{1}{2}\left\{\frac{H_2 - P_2}{Q_1} - \frac{Q_2(H_1 - P_1)}{Q_1^2}\right\}\sigma + \sigma^2 \mathfrak{F}(\sigma),$$

en désignant par $\mathfrak{F}(\sigma)$ une série entière en $\sigma$, convergente pour des valeurs assez petites de cette variable.

Voici ce qui résulte de la formule (5) : *pour mettre en évidence, par voie théorique, l'influence que pourrait exercer la différence des vitesses angulaires des cylindres limitant le liquide sur la position des plans de polarisation* (Π) *et* (Π'), *il est indispensable de posséder une théorie de la viscosité assez complète pour qu'elle permette de pousser le calcul des coefficients, dans les séries* (4), *au moins jusqu'au coefficient du carré de $\sigma$ dans chacune de ces séries.*

4° La formule définitive de M. Natanson [formule (1), p. 19 de son mémoire cité au début] correspond au cas où l'on conserverait, dans la formule générale (5) établie plus haut, les termes des degrés zéro et un en $\sigma$. Il résulte de là que cette formule doit malheureusement être considérée comme illusoire. En effet les équations qui servent de base aux calculs de M. Natanson ne peuvent être regardées comme valables, et ne sont certainement telles dans son propre esprit, que dans le cas où les quantités

$$P - p_0, \qquad H - p_0 \qquad \text{et} \qquad Q$$

sont de celles dont les produits et les carrés sont négligeables. Donc le degré d'approximation de ces équations n'est pas suffisant pour qu'elles puissent fournir, pour le coefficient de $\sigma$ dans la série (5), autre chose qu'une valeur illusoire.

J'ajoute que, pour les mêmes raisons, la théorie des forces intérieures dans les fluides, que j'ai développée dans mon mémoire « Sur une forme perfectionnée de la théorie de la relaxation » (1), ne permet pas d'aborder le problème que s'était proposé M. Natanson.

La conclusion d'ordre général qui se dégage de la discussion précédente est la suivante : nos connaissances actuelles des lois de la viscosité ne permettent pas de déterminer, au moyen de l'hypothèse du 2°, l'influence de la quantité $\sigma$ sur la valeur de l'angle $\chi$ ; elles permettent seulement de calculer le terme de degré zéro en $\sigma$ dans la

(1) *Bulletin de l'Académie de Cracovie*, octobre 1903.

série (5) ; on trouve d'ailleurs la valeur zéro pour ce terme, d'où il résulte que, comme le montre l'expérience, l'angle $\chi$ doit être, pour de petites valeurs de $\sigma$, très voisin de 45°, sans que la théorie permette de prévoir, ne fût-ce que le sens dans lequel il pourrait s'écarter de cette valeur.

---

## FORMATION DES IMAGES PAR LES RÉSEAUX;

Par M. H. PELLAT.

Une des propriétés les plus frappantes des réseaux est de donner, en lumière monochromatique, des images multiples et *nettes* d'un objet, si le système optique fournit une image unique nette de cet objet avant l'interposition du réseau.

Ainsi projetons sur un écran au moyen d'une lentille l'image d'une ouverture de forme quelconque (cercle, carré, triangle, etc.), éclairée par une lumière simple, puis plaçons près de la lentille le réseau. Outre l'image primitive, qui conserve la même position, et qui est seulement un peu affaiblie comme intensité, il se forme à droite et à gauche des images identiques, d'intensité décroissante à mesure qu'elles sont plus écartées de l'image centrale, mais parfaitement nettes. Leurs positions s'obtiennent en déplaçant l'image centrale d'un mouvement de translation dans une direction perpendiculaire aux traits du réseau.

Une autre jolie expérience, bien simple, consiste à regarder à travers un réseau placé contre l'œil un arc au mercure. On voit alors une série d'images parfaitement nettes de l'ampoule teintes des diverses couleurs simples produites par la vapeur de mercure.

J'ai été un peu étonné de ne pas trouver décrit dans les traités d'optique que j'ai pu consulter ce phénomène si apparent et dont l'explication est des plus élémentaires. Je suis convaincu qu'un grand nombre de physiciens l'ont remarqué et se le sont expliqué ; aussi je prie de ne considérer ce qui suit que comme un article d'enseignement.

Faisons tomber sur le réseau une onde plane, c'est-à-dire une onde produite par *un point* lumineux monochromatique très éloigné du réseau, ou situé dans le plan focal d'une lentille convergente, puis

plaçons au delà du réseau une lentille convergente de façon à donner sur l'écran une image nette du point lumineux si le réseau n'existait pas. L'expérience montre qu'à l'image primitive du point, qui subsiste, s'ajoute, quand le réseau est en place, une série d'images de ce point *situées toutes sur une droite perpendiculaire aux traits du réseau passant par l'image primitive, à des distances de celle-ci* $l_1$, $l_2$, $l_3$..., *proportionnelles à la longueur d'onde, et qui ne varient pas si le point lumineux se déplace un peu* (1).

---

(1) La théorie de ce phénomène n'offre aucune difficulté. D'après le théorème général de Bridge, l'intensité I en un point quelconque A de l'écran est donnée par

$$I = PQ \tag{1}$$

où P représente l'intensité que donnerait en A une série de points lumineux disposés sur une droite dans le plan du réseau, perpendiculaire à ses traits, à une distance égale à ceux-ci, si chacun de ces points pris seul donnait en A l'unité d'intensité, et Q l'intensité donnée en A par une seule des fentes du réseau. Or menons dans le plan de l'écran par l'image primitive O deux axes rectangulaires OX, OY, le premier étant perpendiculaire aux traits du réseau. La quantité Q est donnée par

$$Q = a^2b^2 \left( \frac{\sin \frac{\pi a x}{D\lambda}}{\frac{\pi a x}{D\lambda}} \right)^2 \left( \frac{\sin \frac{\pi b y}{D\lambda}}{\frac{\pi b y}{D\lambda}} \right)^2 \tag{2}$$

où $a$ est la largeur de la fente, $b$ sa hauteur, $x$, $y$ les coordonnées du point A, D la distance de la lentille à l'écran, et $\lambda$ la longueur d'onde (Voir : Verdet, *Optique*, t. I, n° 69, p. 265; Mascart, *Optique*, t. I, n° 218, p. 325; etc.). Si la hauteur $b$ de la fente dépasse seulement 1 millimètre, *a fortiori* 1 centimètre comme dans la plupart des réseaux, le dernier facteur n'a de valeur sensible que pour les valeurs extrêmement petites de $y$; c'est-à-dire que ce facteur, qui est égal à l'unité pour les points situés sur OX ($y = 0$), a une valeur pratiquement nulle pour tous les autres points de l'écran ; il en est donc de même de Q et de I d'après (1) ; nous ne trouverons de lumière que sur l'axe XO. Sur cet axe le facteur P est pratiquement nul partout, sauf aux points où se produisent ses maximums principaux dont la valeur est très considérable, du moins pour les réseaux employés où le nombre des traits par millimètre et le nombre des traits total sont considérables. En résumé, l'intensité I est nulle partout, sauf en une série de points disposés sur l'axe OX perpendiculaire aux traits du réseau. La distance $l$ de ces points lumineux à l'image primitive O est donnée par la formule bien connue des maximums principaux

$$\frac{l}{\sqrt{l^2 + D^2}} = k \frac{\lambda}{a + a'}, \tag{3}$$

en désignant par $a + a'$ l'élément du réseau et par $k$ un entier positif ou négatif.

Il est vrai que les relations (2) et (3) ne sont rigoureusement exactes que si l'onde plane est parallèle au plan du réseau. Mais la théorie aussi bien que l'expérience montrent que, si l'onde plane fait un petit angle avec le plan du réseau, ce qui change notablement la position de l'image primitive et, par conséquent, de la série des images, cela ne change rien aux conclusions tirées de la relation (2) et ne change que d'une façon négligeable les valeurs des distances $l$.

Il résulte immédiatement de là que, si nous avons deux, trois, un nombre quelconque de points lumineux voisins, de même couleur simple, il se produira pour chacun d'eux le même phénomène en interposant le réseau : chacun des points donnera une série de points images disposés sur des droites parallèles passant chacune par l'image primitive du point correspondant, les points images de même ordre étant à une même distance de celle-ci sur ces diverses droites. L'image primitive de l'ensemble des points lumineux est donc remplacée par une série d'images identiques qu'on obtient par un mouvement de translation dans une direction perpendiculaire aux traits du réseau.

Il en sera de même, enfin, pour une ouverture lumineuse de forme quelconque, puisque cette ouverture peut être considérée comme formée d'une infinité de points contigus.

En particulier, si l'ouverture a la forme d'une fente, c'est-à-dire d'un rectangle de largeur très faible par rapport à sa hauteur, quelle que soit l'inclinaison de cette fente par rapport aux traits du réseau, celui-ci en donnera une série d'images nettes de même inclinaison. Si la source qui éclaire la fente contient plusieurs radiations simples, la position des images dépendant de la longueur d'onde, sauf pour l'image centrale, les images latérales seront séparées pour les différentes couleurs : on aura un spectre net de la source, *même si la fente n'est pas parallèle aux traits du réseau.*

Il me semble qu'on ne peut négliger, fût-ce dans une théorie très élémentaire des réseaux, de parler de leur propriété de fournir des images multiples et nettes, puisque leur usage presque unique est l'obtention des spectres purs, et que l'explication est des plus simples.

---

## SUR L'AIMANTATION ET LA MAGNÉTOSTRICTION DES ACIERS AU NICKEL;

Par H. NAGAOKA et K. HONDA (1).

Les résultats de nos expériences sur la magnétostriction des aciers au nickel (2) ont été discutés par M. Guillaume (3) et M. Osmond (4).

(1) Communication faite à la Société française de Physique. Séance du 6 mai 1904.
(2) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 627; 1902.
(3) *Ibid.*, p. 633.
(4) *C. R.*, t. CXXXIV, p. 696; 1902.

Ces résultats se rapportaient seulement à quatre échantillons, de telle sorte que nous ne pouvions pas, à l'époque de notre première publication, tirer des conclusions définitives concernant la relation entre la composition et la magnétostriction des aciers au nickel.

Après avoir examiné huit nouveaux échantillons, dont nous sommes redevables à la Société de Commentry-Fourchambault et Decazeville, nous pouvons maintenant donner des courbes de l'aimantation et de la magnétostriction en fonction de la teneur. Nous espérons que nos expériences actuelles fourniront quelques documents pour l'établissement d'une théorie expliquant non seulement les diverses propriétés métallurgiques et mécaniques des aciers au nickel, mais aussi leurs variations thermiques, électriques et magnétiques.

Les barrettes d'acier-nickel ont toutes été tournées en forme d'ovoïdes de 20 centimètres de grand axe et de 1 centimètre de petit axe, que l'on plaçait dans l'axe d'une bobine de 30 centimètres de long et de 0,6 ohm de résistance donnant un champ de 37,97 gauss pour un courant de 1 ampère. L'aimantation était déterminée au moyen d'un magnétomètre, l'effet de la bobine étant compensé par une autre bobine de même moment magnétique, placée symétriquement par rapport au magnétomètre. Les changements de longueur étaient mesurés à l'aide d'un appareil antérieurement décrit(1). L'ovoïde était ensuite enfermé dans un dilatomètre à eau, et les variations du volume étaient mesurées par le déplacement du ménisque. Dans ces expériences, on a pris grand soin d'éliminer les effets de l'échauffement produit par le courant, en enveloppant la bobine dans une double enveloppe d'eau et en observant le déplacement quelques secondes après l'établissement du courant. Les ovoïdes étaient désaimantés par renversement après chaque observation.

*Aimantation des aciers au nickel.* — A la suite d'expériences faites sur huit échantillons d'acier au nickel de teneurs comprises entre 26,2 et 44 0/0 de nickel, M. Dumont (2) a trouvé un accroissement graduel de susceptibilité par l'élévation de la teneur en nickel. Dans nos expériences, les écarts de teneur étaient plus considérables, de telle sorte que quelques particularités nouvelles des courbes ont pu être mises en évidence.

---

(1) *Phil. Mag.*, t. XXXVII, p. 131 ; 1894.
(2) *C. R.*, t. CXXVI, p. 741 ; 1898.

Comme on verra (*fig.* 1), le champ le plus intense (champ extérieur — facteur de désaimantation multiplié par l'intensité d'aimantation) est d'environ 700 gauss. Pour cette intensité, tous les alliages étudiés sont saturés, de telle sorte qu'un accroissement plus considérable du champ aurait été superflu.

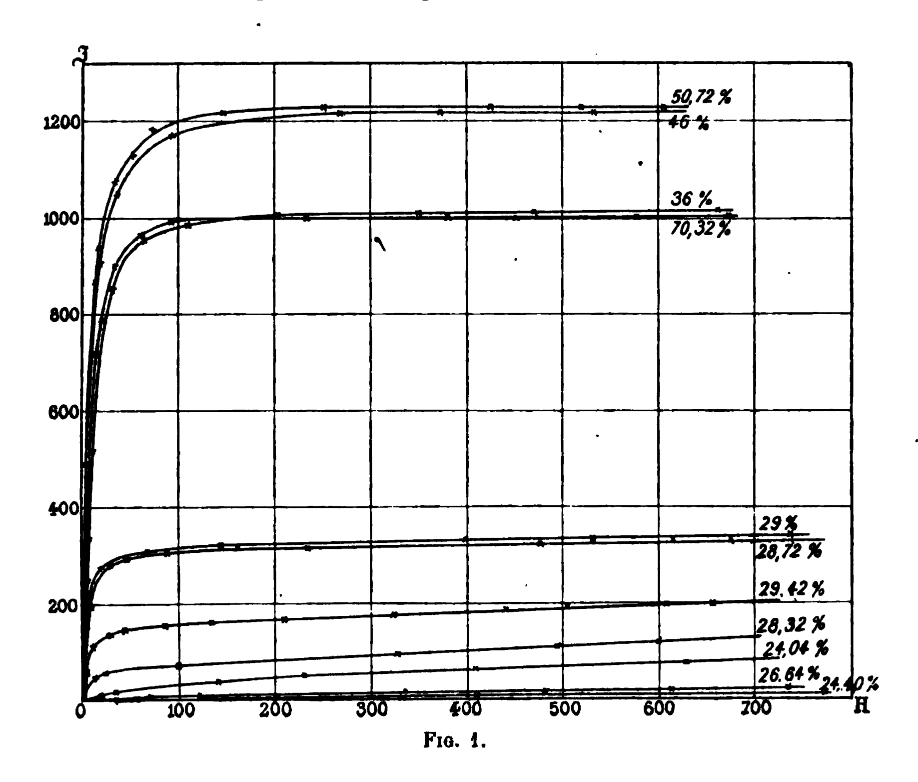



Fig. 1.

Ainsi que l'indique Hopkinson, le magnétisme de l'acier à 25 0/0 de nickel est à peu près nul, tandis qu'il croît des deux côtés de cette teneur.

Le défaut d'échantillons ne nous a pas permis d'opérer avec des alliages à moins de 24 0/0 de nickel.

La courbe d'aimantation en fonction de la teneur présente, pour 29 0/0 de nickel, un maximum accusé, bientôt suivi d'un minimum après lequel la susceptibilité croît de nouveau rapidement et tend vers un nouveau maximum pour des teneurs à peu près égales en fer et en nickel. Ainsi la courbe d'aimantation pour

l'alliage à 46 0/0 est très peu au-dessous de la courbe correspondant à 50,72 0/0.

La teneur en nickel qui correspond au maximum de susceptibilité baisse lorsque le champ croît, et tend vers 50 0/0, comme le montre la *fig.* 2. A partir de ce maximum, la susceptibilité diminue, de telle sorte que les courbes d'aimantation pour 36 et 70,3 0/0 sont à peu près les mêmes. Dans la branche descendante de la courbe de

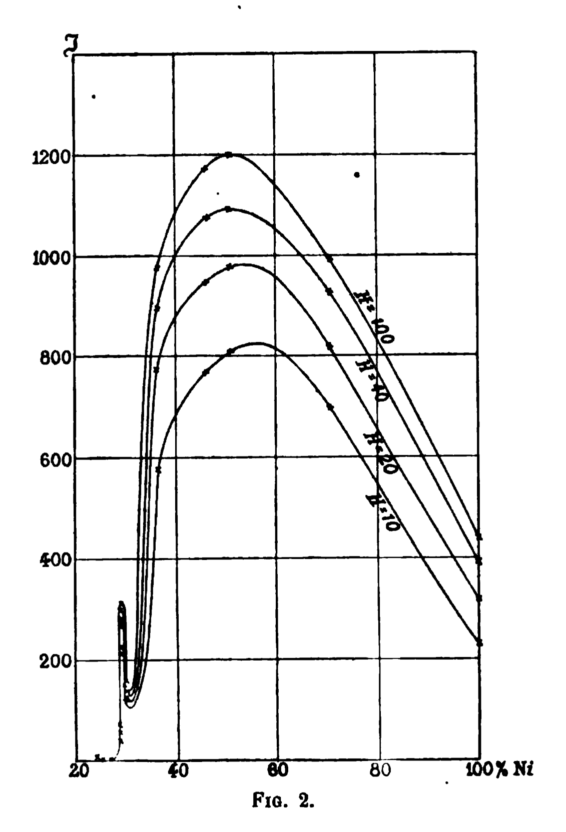



Fig. 2.

susceptibilité en fonction de la teneur, il ne semble pas y avoir de singularité comme dans la branche ascendante. La *fig.* 2 montre comment le magnétisme varie avec la teneur en nickel ; l'intensité d'aimantation n'est pas du tout régie par la loi des mélanges.

*Changements de longueur par aimantation.* — Ces changements sont représentés par les courbes des *fig.* 3 et 4. Tous les alliages

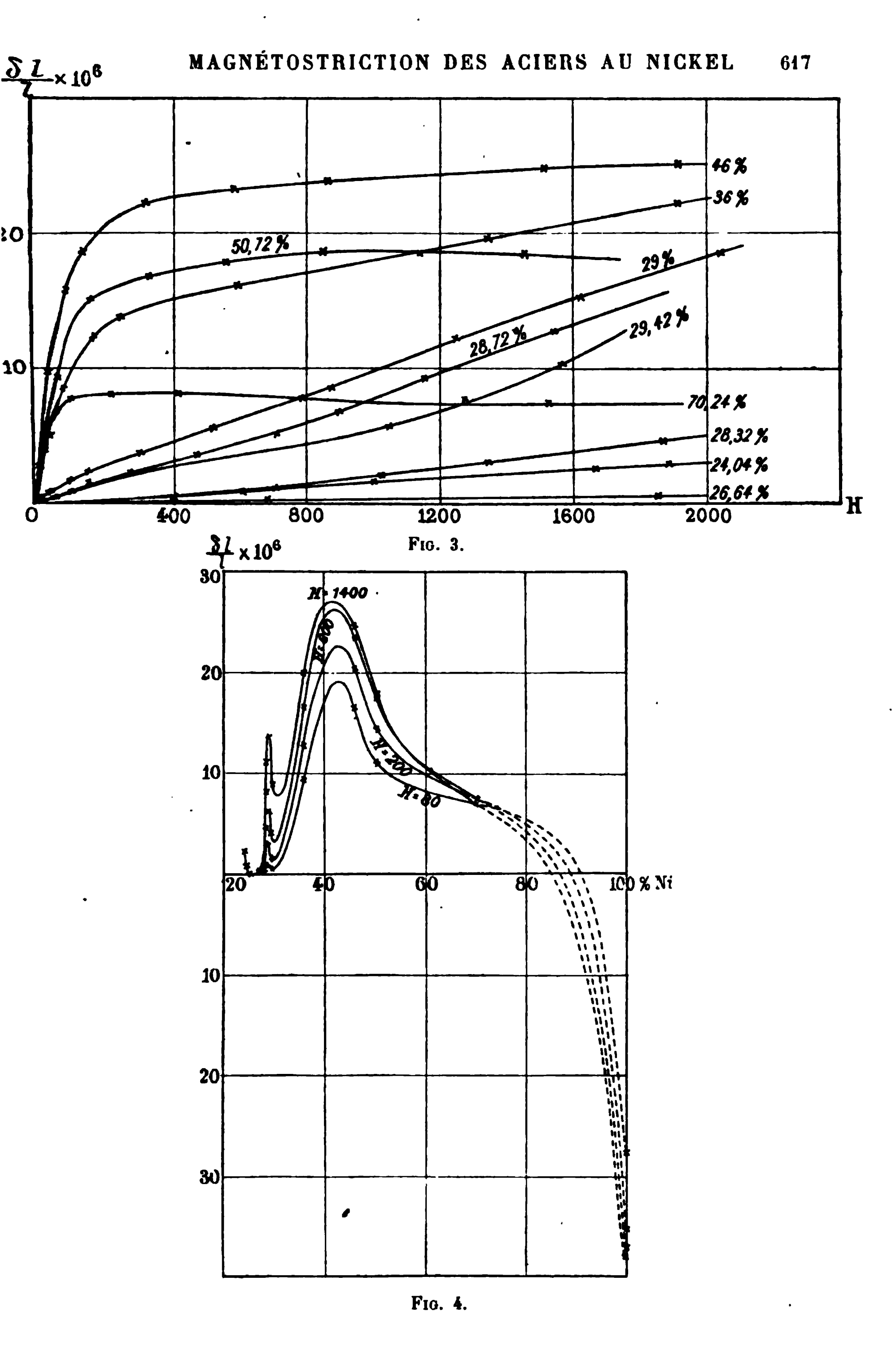

$\frac{\delta l}{l} \times 10^6$
20
10
0
400
800
1200
1600
2000
H
46 %
36 %
50,72 %
29 %
29,42 %
28,72 %
70,24 %
28,32 %
24,04 %
26,64 %

Fig. 3.

$\frac{\delta l}{l} \times 10^6$
30
20
10
H=1400
H=800
H=200
H=80
20
40
60
80
100 % Ni
10
20
30

Fig. 4.

examinés montrent, comme on voit, un allongement sous l'action du champ magnétique. Les alliages compris entre 24,04 et 46 0/0 se comportent de façon semblable, et n'indiquent pas un maximum

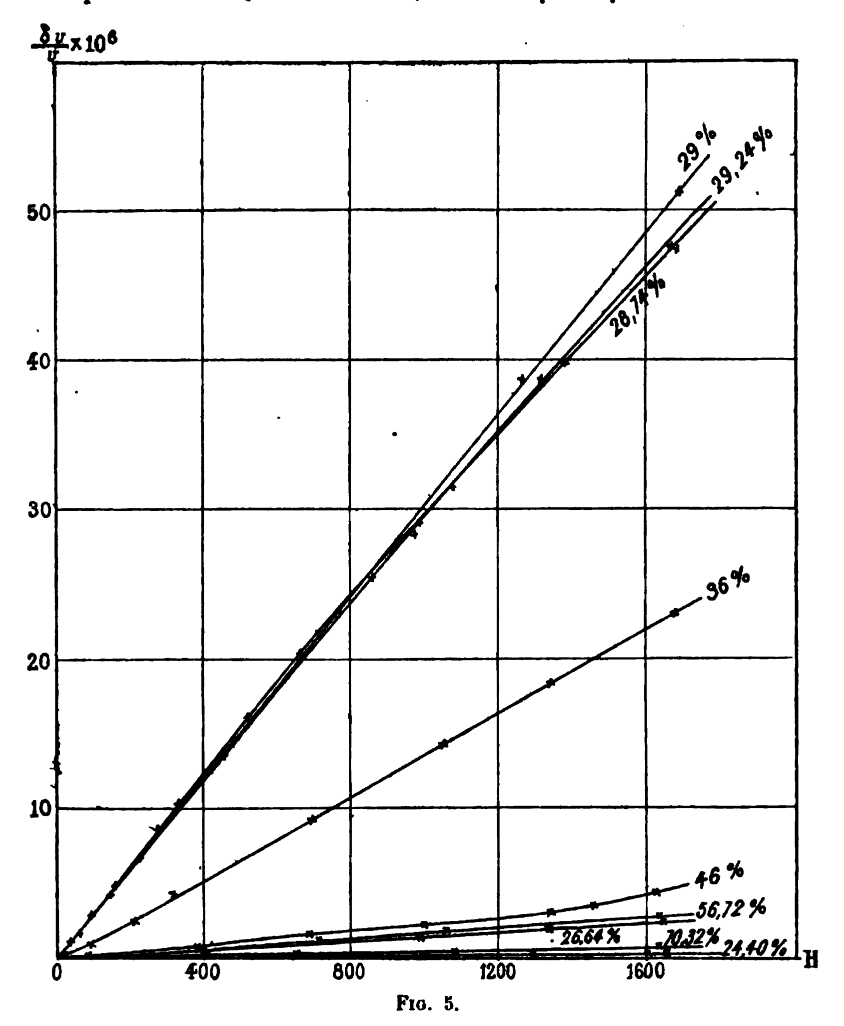



Fig. 5.

d'allongement jusqu'à 2 000 gauss ; toutefois, à mesure que la teneur augmente, une limite à l'allongement se manifeste pour tous ces alliages. Dans les alliages plus riches en nickel, on constate l'existence d'un maximum correspondant à 1 000 gauss environ pour l'alliage à 50,7 0/0 et à 170 gauss pour 70,2 0/0.

L'augmentation du nickel au delà de 50 0/0 fait donc reculer le maximum vers les champs faibles. Le caractère des variations rappelle celui des changements du fer. Pour les teneurs plus élevées en nickel, l'alliage devra montrer une contraction croissante avec le champ. Ce changement remarquable dans le caractère du phénomène se produit probablement lorsque l'alliage approche du nickel pur.

*Changements de volume.* — Comme nous l'avons indiqué dans une précédente communication, l'action du champ est à peu près

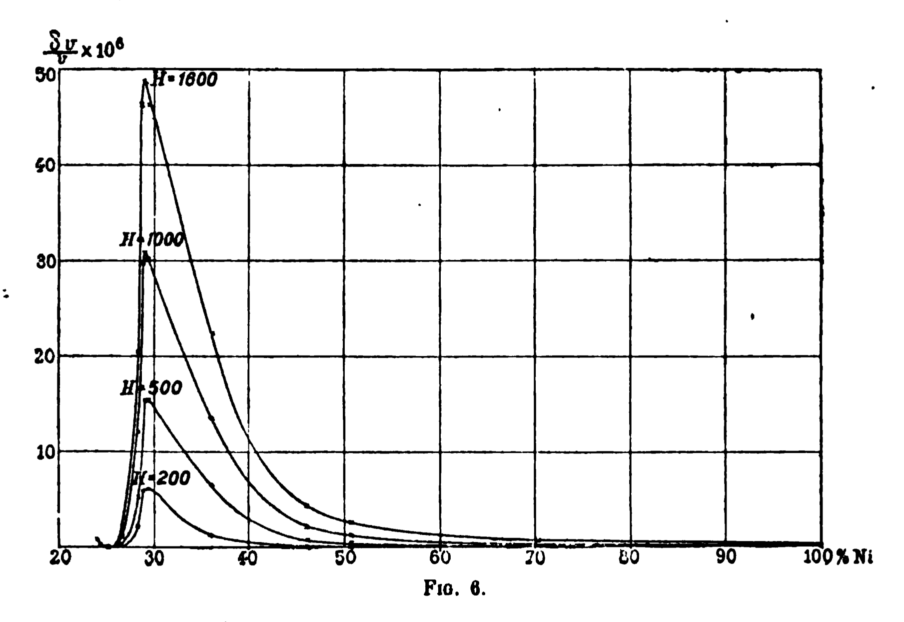



Fig. 6.

proportionnelle à l'intensité de ce dernier. Le changement représenté par les *fig.* 5 et 6 est énorme, comparé à celui du fer ou du nickel. L'effet maximum se produit pour 29 0/0 de nickel; il est d'environ $50 . 10^{-6}$ pour H = 1 600 gauss.

Les courbes tracées en fonction de la teneur s'élèvent rapidement de 25 à 29 0/0 et descendent rapidement aussi de 29 à 40 0/0. Ces variations s'approchent ensuite graduellement de celles qui correspondent au nickel pur.

En diverses occasions, nous avons remarqué que le changement de volume sous l'action du magnétisme est d'une nature différentielle, puisque le changement de volume d'un ovoïde est égal à la somme

de l'allongement dans le sens du champ et du double de l'allongement transversal. En général, l'allongement est positif dans la direction du champ d'aimantation et négatif dans la direction perpendiculaire. Dans le fer et le nickel, la somme des changements de longueur qui représente le changement de volume est à peu près nulle. Tel n'est pas le cas pour les aciers au nickel. On remarquera que le maximum très élevé à 29 0/0 correspond sensiblement au premier maximum de l'aimantation et du changement de longueur qui se produit à une teneur peu éloignée de la limite entre les aciers durs et les aciers doux. Cette coïncidence explique probablement la raison de l'existence du maximum comme effet différentiel.

En examinant les autres propriétés physiques de ces remarquables alliages, on est frappé par la coïncidence singulière des changements accompagnant le magnétisme au voisinage de 29 0/0 de nickel avec le changement des propriétés élastiques et thermiques lorsque le métal passe de l'état dur à l'état doux. Pour cette teneur, la résistance à la rupture est la plus faible, tandis que l'allongement est maximum (1); c'est à peu près pour la même teneur que la température de transformation s'abaisse au maximum, là où l'alliage peut exister à l'état réversible et irréversible ; enfin c'est pour cette même teneur que le changement du coefficient de dilatation en fonction de la proportion de nickel est le plus grand (2). Ces coïncidences ne sont pas fortuites ; mais des recherches concernant les conductibilités électriques (3) et thermiques révéleront probablement de semblables singularités dans la même région.

Une théorie vraiment satisfaisante de la constitution de l'alliage doit expliquer non seulement l'aspect métallurgique du métal, mais aussi ses diverses caractéristiques physiques et les réunir en un faisceau. Dans ce but, les investigations différentes dans lesquelles on modifierait les conditions d'examen du métal apporteront une importante contribution à la théorie.

Nous ajouterons en terminant que le magnétisme et la magnétostriction de ces alliages à la température de l'air liquide ont été examinés par MM. Honda et Shimizu, qui ont découvert aussi un certain nombre de faits nouveaux et intéressants.

---

(1) L. Dumas, *les Aciers au nickel à hautes teneurs* (Paris, Dunod, 1902).

(2) Ch.-Ed. Guillaume, *Recherches sur le nickel et ses alliages* (Gauthier-Villars, 1898) et *les Applications des aciers au nickel* (*ibid.*, 1904).

(3) Voir la note ci-après.

## REMARQUES SUR LE MÉMOIRE DE MM. NAGAOKA ET HONDA;

Par CH.-ED. GUILLAUME.

Il est facile de voir que le plissement des courbes d'aimantation et d'allongement constaté par MM. Nagaoka et Honda disparaîtrait complètement si l'on déplaçait convenablement les teneurs des divers alliages de 5 millièmes à droite ou à gauche. Cette remarque m'a fait craindre que de petites erreurs dans les analyses des échantillons, ou un faible défaut d'homogénéité des coulées, eussent conduit à l'indication de ce retour des courbes qui, par suite, n'aurait aucune réalité. Pour élucider ce doute, j'ai prié M. Nagaoka de me retourner des copeaux enlevés des barrettes dans le tournage des ovoïdes ; une nouvelle analyse de ces copeaux, faite aux aciéries d'Imphy, a conduit à des résultats pratiquement identiques aux premiers. On ne pourrait donc plus invoquer, comme cause accidentelle et apparente du plissement, que les petites différences dans les teneurs en carbone, en manganèse ou en silicium des échantillons. Une étude plus approfondie de la question montrera si la série de coïncidences mise en lumière par MM. Nagaoka et Honda indique un point singulier des alliages, ou s'il s'agit d'un fait fortuit. J'ajouterai que le maximum de résistivité, dont MM. Nagaoka et Honda ne connaissaient pas la position au moment de l'envoi de leur mémoire, se trouve dans la même région, ce qui semblerait donner un nouvel appui à leur idée.

---

## DIFFÉRENTS RÉGIMES DE L'ÉTINCELLE FRACTIONNÉE PAR SOUFFLAGE ;

Par MM. J. LEMOINE et L. CHAPEAU [1].

L'étude des étincelles ou de l'arc jaillissant entre électrodes métalliques est actuellement poursuivie par de nombreux savants en vue d'applications industrielles [2] ou thérapeutiques [3]. L'intérêt de cette question nous engage à publier quelques observations qui peuvent fournir une contribution à son étude.

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique. Séance du 4 mars 1904.
(2) DE KOWALSKY, *Bull. de la Soc. int. des Électriciens*, 2e série, t. III, p. 314.
(3) D'ARSONVAL, *Comptes Rendus*, t. CXXXVIII, 1904, p. 323.

Pour produire des étincelles, le circuit secondaire d'un transformateur à haut voltage a pour pôles deux sphères en laiton de diamètres compris entre 1 et 3 centimètres, écartées à une distance voisine de $0^{cm},5$. Une capacité est placée en dérivation sur l'étincelle qu'un courant d'air achève de fractionner.

Quand l'appareil fonctionne pendant plusieurs heures, la décharge change de caractère par suite de l'altération des électrodes. Il se produit principalement *deux régimes* nettement distincts, caractérisés surtout par le nombre des étincelles par alternance et la valeur du potentiel explosif.

*Premier régime.* — Les boules ayant été soigneusement polies, on met l'appareil en marche. Après une mise en train qui dure quelques minutes, les étincelles paraissent former un faisceau cylindrique très lumineux de 4 à 5 millimètres de diamètre (*fig.* 1). Il se produit un crépitement caractéristique. Les boules s'oxydent et se couvrent de piqûres innombrables dans une étendue de quelques millimètres carrés, sur laquelle se déplacent les points d'attache des étincelles.

La photographie au miroir tournant donne des paquets (*fig.* 2) qui correspondent aux alternances successives du courant. Les étincelles sont distribuées irrégulièrement dans un même paquet, et chacune d'elles suit un chemin sinueux. Le nombre des étincelles de chaque paquet est à peu près invariable. On en compte 36 sur la figure. L'irrégularité de la distribution des étincelles tient à la variabilité du point d'attache. Si, en effet, on photographie une fente immobile éclairée par ces étincelles, on constate que les images de la fente deviennent équidistantes.

La différence de potentiel efficace entre les électrodes, mesurée à l'électromètre plan, a une valeur fixe, 10 000 volts par exemple.

*Second régime.* — Après quelques heures de marche à ce premier régime, le phénomène change d'une manière assez brusque. Le bruit devient un sifflement très différent du crépitement du premier régime. L'étincelle est un trait lumineux blanc rectiligne (*fig.* 3).

Le miroir tournant donne des paquets dans lesquels le nombre des étincelles est beaucoup plus grand que dans le premier régime (*fig.* 4), parfois le double. Les étincelles sont presque rectilignes et distribuées régulièrement dans chaque paquet.

Le potentiel efficace est plus faible que dans le premier régime. Il tombe, par exemple, de 10 000 volts à 7 000 volts.

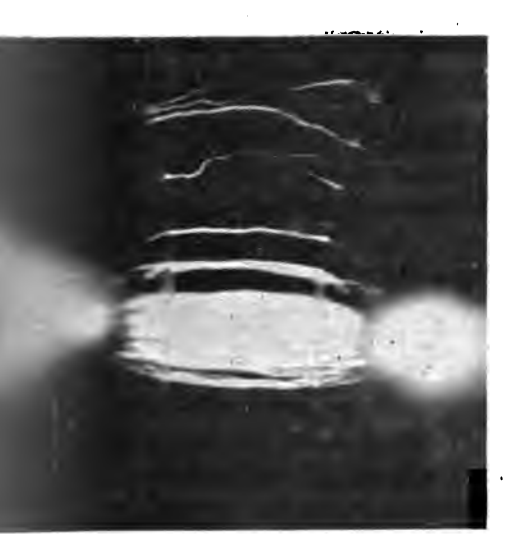


FIG. 1.

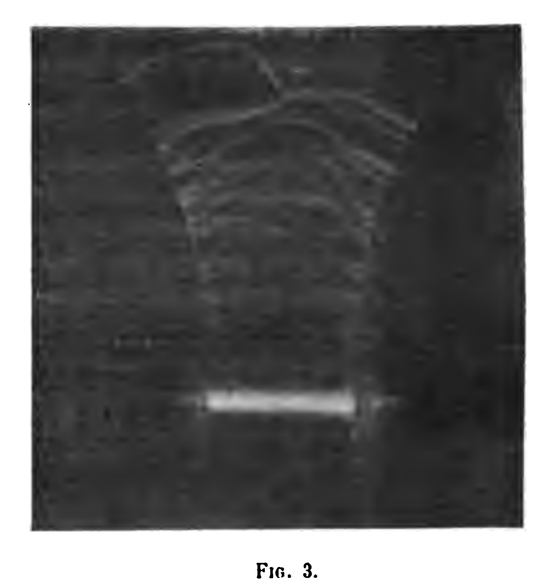


FIG. 3.



FIG. 2.



FIG. 4.



FIG. 5.

Il est facile de trouver la cause du phénomène. Si l'on examine les boules, on constate que, sur chacune d'elles, l'une des piqûres s'est accentuée pour devenir un trou profond $\left(\frac{1}{10}\text{ de millimètre}\right)$ recouvert d'un monticule conique d'oxyde servant seul de point de départ à l'étincelle. Si l'on polit légèrement les boules ou si l'on fait simplement tomber l'oxyde, le premier régime se rétablit. Le second régime ne persiste pas toujours indéfiniment; le petit monticule d'oxyde peut se détacher seul, et il y a encore retour au premier régime.

*Influence de la nature du métal.* — Après le laiton, nous avons essayé le cuivre rouge, le zinc, le fer, l'aluminium. Les deux régimes ne se produisent pas avec la même facilité pour ces différents métaux, probablement parce que l'oxydation ne se fait pas de la même façon.

Le résultat le plus intéressant est obtenu avec l'aluminium : il donne immédiatement et indéfiniment le second régime.

En associant une électrode en aluminium avec une électrode polie en cuivre, on obtient les deux régimes mélangés : les alternances d'une même parité donnent le premier régime; l'autre parité fournit le second régime (*fig.* 5).

*Conclusions.* — L'oxydation spontanée du laiton provoque des étincelles plus nombreuses et correspondant à un potentiel explosif plus faible qu'avec des boules polies. L'aluminium ne peut fonctionner que comme le laiton oxydé.

---

**THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;**

Vol. XVIII; octobre-novembre-décembre 1903.

J. HARTMANN. — A revision of Rowland system of waves lengths (Revision du système des longueurs d'ondes de Rowland). — Octobre, p. 167-190.

Le système des longueurs d'ondes de Rowland est devenu la base de toutes les mesures spectroscopiques actuelles; la question se pose donc de savoir jusqu'à quel point il répond à la précision qu'elles peuvent atteindre, et quelles sont les corrections qu'il conviendrait peut-être de lui appliquer.

La discussion de M. Hartmann montre que ce sont les *Preliminary*

*Tables of Solar Spectrum Wave length* (P. T.) qui constituent la forme la meilleure du système de Rowland. On ne peut pas douter de la valeur des nombres qu'elles contiennent quand il s'agit de mesures relatives dans de petites portions du spectre; mais les choses changent quand on a à comparer des portions éloignées, car les P. T. sont affectées d'erreurs lentement croissantes qui nécessiteraient l'introduction d'une correction C dans la longueur d'onde d'une raie solaire. D'après MM. Perot et Fabry, pour corriger les nombres de Rowland de leurs erreurs systématiques, et en même temps pour les réduire à la valeur de la raie du cadmium trouvée par MM. Michelson et Benoist, on n'a qu'à les diviser par un facteur tiré d'une courbe qui représente les quotients, par les longueurs d'ondes des radiations étudiées avec leur appareil interférentiel, des longueurs d'ondes correspondantes de Rowland. Ce facteur vaut en moyenne 1,000034, et la correction, assez considérable, $0^{\mu\mu},02$. M. Hartmann propose au contraire de corriger le moins possible les nombres de Rowland, quitte à ne pas les rapporter à l'étalon du cadmium. En multipliant par 1,000034 les 33 longueurs d'ondes mesurées par MM. Perot et Fabry, on a un système $\lambda$ se rapprochant autant que possible de celui de Rowland, et débarrassé des erreurs systématiques. Les valeurs des différences $\lambda$ — PT contiennent encore des erreurs accidentelles; on les obtient en construisant la courbe qui représente ces nombres le mieux possible, et en faisant les différences des valeurs individuelles et de la courbe. M. Hartmann a pu ainsi construire le tableau I qui donne les corrections C aux P. T. dans l'intervalle $\lambda$ 4600 à $\lambda$ 6490, qui comprend les mesures de MM. Perot et Fabry. Pour les autres parties du spectre, il serait nécessaire de faire d'autres mesures.

Les étalons de Rowland dans les spectres d'arcs métalliques ont été systématiquement viciés par l'application de corrections empiriques de valeurs inconnues. Ces erreurs se reportent sur les systèmes qui en sont déduits, en particulier sur le système étalon du fer de Kayser. Jewell ayant fait d'excellentes mesures du spectre du fer rapportées aux P. T., on peut en déduire, au moins d'une façon provisoire, les valeurs des corrections que l'on doit appliquer aux étalons de Kayser pour les rendre comparables aux P. T. La table II donne ces corrections K.

Tableau I. — *Correction* C *aux* P. T. *de* λ 4600 *à* λ 6490.
Unité : $0^{\mu\mu},0001$.

| | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 46 | — 8 | — 8 | — 8 | — 7 | — 7 | — 7 | — 7 | — 7 | — 7 | — 6 |
| 47 | — 6 | — 6 | — 6 | — 5 | — 5 | — 5 | — 5 | — 4 | — 4 | — 4 |
| 48 | — 4 | — 3 | — 3 | — 2 | — 2 | — 2 | — 1 | — 1 | — 1 | — 0 |
| 49 | 0 | + 1 | + 1 | + 1 | + 2 | + 2 | + 3 | + 3 | + 4 | + 4 |
| 50 | + 5 | + 6 | + 6 | + 7 | + 8 | + 8 | + 9 | + 10 | + 10 | + 11 |
| 51 | + 12 | + 13 | + 13 | + 14 | + 15 | + 16 | + 16 | + 17 | + 18 | + 18 |
| 52 | + 19 | + 20 | + 20 | + 21 | + 21 | + 21 | + 21 | + 21 | + 21 | + 20 |
| 53 | + 20 | + 19 | + 18 | + 16 | + 13 | + 9 | + 4 | — 1 | — 5 | — 7 |
| 54 | — 9 | — 11 | — 12 | — 13 | — 14 | — 15 | — 15 | — 16 | — 16 | — 17 |
| 55 | — 18 | — 18 | — 19 | — 19 | — 19 | — 20 | — 20 | — 20 | — 20 | — 20 |
| 56 | — 20 | — 20 | — 20 | — 20 | — 20 | — 20 | — 20 | — 20 | — 20 | — 20 |
| 57 | — 19 | — 19 | — 19 | — 19 | — 19 | — 19 | — 18 | — 18 | — 18 | — 18 |
| 58 | — 17 | — 17 | — 17 | — 16 | — 16 | — 16 | — 15 | — 15 | — 14 | — 14 |
| 59 | — 13 | — 13 | — 12 | — 12 | — 11 | — 10 | — 9 | — 9 | — 8 | — 7 |
| 60 | — 6 | — 5 | — 4 | — 2 | — 1 | 0 | + 1 | + 3 | + 4 | + 5 |
| 61 | + 7 | + 8 | + 9 | + 10 | + 11 | + 12 | + 13 | + 14 | + 14 | + 15 |
| 62 | + 15 | + 15 | + 15 | + 15 | + 15 | + 14 | + 14 | + 14 | + 13 | + 13 |
| 63 | + 12 | + 11 | + 11 | + 10 | + 10 | + 9 | + 9 | + 8 | + 7 | + 7 |
| 64 | + 6 | + 5 | + 4 | + 4 | + 3 | + 2 | + 2 | + 1 | + 1 | + 0 |

Tableau II. — *Réduction des étalons du fer de Kayser au système des* P. T.
Unité : $0^{\mu\mu},0001$.

| λ | K | λ | K |
|---|---|---|---|
| 3400 | + 9 | 3950 | — 11 |
| 450 | + 6 | 4000 | — 10 |
| 500 | + 2 | 050 | — 7 |
| 550 | — 3 | 100 | — 4 |
| 600 | — 7 | 150 | — 1 |
| 650 | — 10 | 200 | 0 |
| 3700 | — 11 | 4250 | — 2 |
| 750 | — 8 | 300 | — 7 |
| 800 | — 5 | 350 | — 13 |
| 850 | — 6 | 400 | — 16 |
| 900 | — 9 | 450 | — 14 |
| 3950 | — 11 | 4500 | — 10 |

Louis BELL. — The Perot-Fabry corrections of Rowland's wave-lengths (Les corrections de Perot et Fabry aux longueurs d'ondes de Rowland). — P. 191-197.

M. Louis Bell revient sur les critiques qu'il avait déjà adressées aux corrections que MM. Perot et Fabry ont apportées aux longueurs

d'ondes de Rowland. Il n'est pas persuadé en effet que, pour les mesures relatives, leur méthode vaille mieux que la méthode des coïncidences de Rowland, et, s'il est d'avis de laisser définitivement de côté les réseaux, pour les mesures absolues, il ne croit pas que l'on puisse accepter sans restriction l'erreur probable apparente des mesures interférentielles. Il retient contre celle-ci la valeur si différente des autres que les mesures de M. Hamy ont donnée pour la longueur de la raie verte du cadmium, et la grande difficulté que présentent les comparaisons micrométriques de raies sombres et de raies brillantes. Enfin il reproche aux mesures de MM. Perot et Fabry de n'avoir probablement pas subi de corrections pour les variations annuelles et diurne de la vitesse de translation des observateurs par rapport au soleil.

Dans les *Annales de Chimie et de Physique*, janvier 1904, ces savants répondent à cette objection en montrant que la cause d'erreur introduite par le mouvement radial de l'observateur a été soigneusement étudiée, et qu'ils se sont placés dans des conditions où elle est négligeable.

G. EBERHARD. — On the spectrum and radial velocity of $\chi$ Cygni (Sur le spectre et la vitesse radiale de $\chi$ Cygne). — P. 198-203.

$\chi$ Cygne, une des variables à longue période, a un spectre d'absorption très faible, rappelant celui d'$\alpha$ Hercule, sur lequel se superpose un spectre d'émission formé de raies de l'hydrogène très brillantes et de quelques raies métalliques très faibles.

Les mesures des longueurs d'onde des raies du spectre d'émission donnent une vitesse radiale constante d'environ 20 kilomètres ; celles des raies du spectre d'absorption donnent au contraire une vitesse variant en un an de — + 2, 42 kilomètres à — 2,3. Cette étoile serait donc formée de deux parties bien différentes par leur nature chimique et par leur mouvement.

A.-A. MICHELSON. — On the spectra of imperfect gratings (Sur les spectres des réseaux imparfaits). — P. 278-287.

Étude mathématique de l'influence des erreurs du tracé des réseaux sur l'intensité des raies spectrales et sur la formation des fantômes (ghosts).

A.-L. CORTIE. — Solar prominences and terrestrial magnetisme (Proéminences solaires et magnétisme terrestre). — P. 287-294.

Sir V. Lockyer a attribué la cause des perturbations magnétiques aux proéminences solaires ; M. A. Cortie, en discutant les observations faites entre 1887 et 1890, montre que l'on ne peut pas en conclure l'existence d'une relation de cause à effet entre ces deux phénomènes. Quoique certaines proéminences semblent liées à des orages magnétiques, d'autres, aussi hautes et aussi actives, en sont tout à fait indépendantes. L'auteur était arrivé aux mêmes conclusions sur les relations qui pourraient exister entre les perturbations magnétiques et les taches solaires.

PHILIP FOX. — The spectrum of lightening (Le spectre de l'éclair). P. 294-297.

L'auteur a photographié avec un prisme-objectif le spectre de quelques éclairs. Il donne les longueurs d'onde des raies qu'il a mesurées. Elles correspondent suffisamment bien aux raies de l'étincelle dans l'air, quoique parfois elles aient des intensités un peu différentes. On peut noter aussi que certaines de ces raies varient beaucoup d'intensité par rapport à leurs voisines entre le nuage et le sol.

W.-J. HUMPHREYS. — On certain methods of economizing the light in spectrum analysis (Sur quelques moyens d'économiser de la lumière dans l'analyse spectrale). — P. 324-340.

Quelles que soient la source de lumière ou la nature du spectographe en usage, il est toujours avantageux d'obtenir des spectres aussi lumineux que possible. L'auteur décrit un certain nombre de méthodes qui peuvent augmenter l'éclat de ces spectres ; voici celles qu'il a employées et qui lui ont donné de bons résultats.

*Illumination de la fente.* — Le procédé classique consiste à condenser la lumière de la source sur la fente à l'aide d'une lentille; l'auteur l'améliore en plaçant la source au centre d'un miroir sphérique, la lentille condensante recevant les faisceaux lumineux directs et réfléchis ; le résultat est nettement avantageux malgré

l'absorption que sa propre source fait subir à la lumière réfléchie (1). Un autre dispositif a donné à l'auteur de bons résultats avec une petite image et un réseau concave : il se compose d'un condensateur et d'une double lentille cylindrique concave de courte longueur focale placée près de la fente, son axe perpendiculaire à celle-ci. L'effet final est d'allonger les raies du spectre, et, à cause de l'astigmatisme du réseau, d'accroître leur éclat.

*Accroissement virtuel de la longueur de la fente.* — Cet astigmatisme du réseau fait qu'un point de la fente comme source produit une raie comme image ; plus longue est la fente dans certaines limites, plus intense est la raie résultante. Avec bien des sources, la longueur utilisée de la fente n'est pas le maximum de longueur efficace ; de plus, dans presque tous les cas, le cercle de lumière qui couvre le réseau est beaucoup plus grand que l'aire de la surface rayée; si cette lumière perdue pouvait tomber sur le réseau comme si elle venait de points dans le prolongement et proches de la fente, l'astigmatisme superposerait les raies du spectre résultant aux raies primitives, et les rendrait plus intenses. L'auteur obtient cet avantage en plaçant une paire de miroirs optiquement plans entre le réseau et la fente, l'un au-dessus de la fente, l'autre au-dessous, et convenablement inclinés, de façon à former deux images virtuelles de la fente dans son prolongement et à ramener sur le réseau une partie des rayons qui iraient se perdre.

*Disposition de la chambre.* — Lorsque les raies sont très faibles, l'étalement de la lumière qui les forme sur une trop grande longueur peut les rendre invisibles. L'auteur a essayé de diminuer cette longueur en plaçant dans le voisinage de la plaque photographique deux miroirs inclinés, analogues à ceux qu'il avait mis près de la fente. Ce procédé n'est applicable qu'avec des appareils qui donnent des spectres dont les raies soient droites.

JOEL STEBBINS. — The spectrum of o Ceti (Le spectre d'o Baleine). — P. 341.

o Ceti (Mira de la Baleine) est, comme $\chi$ Cygne, une variable à longue période dont le spectre présente des raies brillantes et des

(1) L'argent étant un médiocre réflecteur pour la lumière ultra-violette, mais un excellent pour les grandes longueurs d'onde, Humphreys trouve dans ce dispositif un moyen de différencier sur les photographies des spectres de diffraction les raies ultra-violettes des raies des spectres d'ordre supérieur.

raies et bandes d'absorption apparaissant sur un fond continu. Les raies d'absorption que l'auteur a pu identifier avec celles du soleil donnent une vitesse radiale constante ; les raies brillantes donnent aussi une vitesse constante, mais différente. Pendant que l'étoile diminue d'éclat, on aperçoit des variations d'intensité relative dans certaines régions du spectre continu et dans les raies brillantes. Celles-ci comprennent quelques raies métalliques et la série de l'hydrogène, moins peut-être $H_\alpha$. Pendant la période de maximum d'éclat de l'étoile, elles sont peu nombreuses, et $H_\gamma$ et $H_\delta$ sont prépondérantes. Ces deux raies vont ensuite en diminuant constamment d'intensité, tandis que les raies métalliques deviennent pendant quelque temps plus nombreuses et plus intenses. Enfin, à l'approche du minimum, les raies faibles disparaissent et l'on ne trouve avec $H_\gamma$ et $H_\delta$ faibles que trois raies bien plus intenses, $\lambda$ 4202,9, $\lambda$ 43708,7 et $\lambda$ 4571,8. Ces deux dernières n'apparaissent que vers le milieu de la période de décroissance, et leur intensité va toujours en augmentant.

Sir William et Lady HUGGINS. — **Further observations on the spectrum of the spontaneous luminious radiations of radium at ordinary temperatures (Nouvelles observations sur le spectre de la radiation lumineuse spontanée du radium aux températures ordinaires).** —. P. 390-395.

Par des expériences parues dans l'*Astroph. Journ.* (sept. 1903)(1) et dans les *Proceedings* (72, p. 196), Sir W. et Lady Huggins ont mis en évidence ce fait remarquable que le spectre de la radiation spontanée du radium est sensiblement identique au spectre de bandes de l'azote. Une pose plus longue (deux cent seize heures) leur a fait apparaître de nouvelles raies $\lambda$ 3914, $\lambda$ 4280 dont les positions correspondent aux têtes des deux bandes les plus fortes de la région photographique du spectre négatif de l'azote. Ce spectre particulier a été attribué à l'excitation produite par les molécules du courant cathodique se mouvant très rapidement. Aussi la présence de ces bandes dans le spectre de l'azote excité par le radium suggère naturellement que les rayons $\beta$, qui sont analogues aux corpuscules cathodiques, pourraient être l'agent actif dans la formation de l'auréole du radium. Les auteurs n'ont pu déceler aucune trace de luminosité dans l'espace environnant de bromure de radium : il faudrait donc que ce ne soit qu'à des distances moléculaires, et au moment

(1) *J. de Phys.*, voir ce vol., p. 253.

de leur formation, que ces rayons puissent exciter les molécules de l'azote. Puisqu'elles excitent les molécules de l'azote, il semblerait raisonnable de supposer aussi qu'elles puissent exciter celles du brome ; mais on ne trouve aucune trace des raies de ce corps dans la luminescence du bromure de radium. Les auteurs trouvent une explication plausible de cette absence dans une expérience qui leur montre que les molécules du brome sont plus difficilement excitées que celles de l'azote par la décharge électrique; elles seraient aussi plus difficilement excitées par l'agent actif du radium.

D'après Rutherford, les rayons α seraient liés à l'hélium. Il était bon de voir si la photographie du spectre de la lumière produite par leur bombardement sur un écran de sulfure de zinc peut mettre en évidence quelques raies de l'hélium ; le spectre continu produit par la fluorescence de l'écran s'arrêtant brusquement dans le violet, un peu avant la plus forte raie de ce gaz, λ 3889, on pouvait espérer la déceler, même si elle était très faible : le résultat a été négatif. Une autre expérience a conduit au même résultat négatif. Un centigramme de bromure de radium français avait été scellé dans un tube de verre depuis plus de deux mois. Comme les rayons α n'avaient pu s'échapper, ils auraient peut-être pu manifester leur présence par quelques raies de l'hélium. Une pose de cent soixante-huit heures de ce tube devant la fente n'a donné que le spectre continu intense de la fluorescence du verre et faiblement celui de l'azote.

Les auteurs concluent de cette expérience que l'excitation du radium, soit qu'elle soit produite par les rayons β, soit qu'elle ait sa cause dans le choc des molécules de l'azote et des molécules actives du radium, ne peut faire jaillir des molécules du brome et du radium leurs spectres de bandes caractéristiques, quoiqu'elle soit de nature à donner naissance au spectre de bandes de l'azote.

J. Baillaud.

---

**COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;**

**T. CXXXIV; 1er semestre 1902.**

**W. DE NICOLAIÈVE. — Champ électrostatique autour d'un courant électrique. P. 29.**

**A. JOB. — Mesure et inscription des températures élevées. — P. 39.**

La viscosité des gaz augmente rapidement quand la température s'élève. Cette propriété peut servir à repérer les températures.

La mesure de la viscosité est rendue facile par l'emploi du voltamètre.

Si l'on produit l'électrolyse dans un voltamètre où les gaz dégagés ne trouvent d'autre issue qu'un tube capillaire, il en résulte un excès de pression dans l'appareil, et, comme le débit est connu, cet excès de pression mesure la viscosité.

Supposons maintenant que le courant de gaz soit divisé successivement dans deux tubes capillaires, l'un chaud, l'autre froid; l'excès de pression produit dans le voltamètre passe d'une valeur $h$ à une valeur H, et le rapport $\frac{H}{h}$ ne dépend que de l'écart des températures.

L'expérience a montré que $\frac{H}{h}$ est une fonction linéaire de la température.

**P. CURIE et Mme CURIE. — Sur les corps radioactifs. — P. 85.**

Cette note est un exposé des idées qui ont conduit les auteurs dans leurs recherches sur la radioactivité.

La radioactivité est une propriété atomique des corps. On la retrouve toujours au même degré quand le corps radioactif est ramené au même état chimique et physique.

Sur l'origine de la radioactivité on peut admettre :

1° Que la radioactivité révèle une énergie potentielle ayant son siège dans le corps;

2° Que le corps radioactif puise au dehors les éléments nécessaires à la persistance des effets.

D'après la première hypothèse, le corps radioactif doit à la longue

épuiser son énergie. L'expérience ne paraît pas confirmer cette conclusion.

La deuxième hypothèse ne peut s'admettre qu'en attribuant au milieu des propriétés nouvelles. Une telle supposition a l'avantage de susciter les recherches.

E. DUCRETET. — Téléphonie sans fil par la terre. — P. 92.

L'auteur a pu reproduire la parole dans un téléphone ordinaire en se servant de la terre comme conducteur unique.

Le transmetteur comprenait une batterie de piles reliée directement à un microphone et à deux *prises de terre* enfouies à $1^m,50$ et distantes de quelques mètres. Le récepteur était installé dans un puits de carrière de 18 mètres de profondeur. Un conducteur isolé amenait au fond du puits une sphère métallique. A la sortie, ce conducteur était fixé à une des bornes d'un téléphone ordinaire, l'autre borne était reliée à un tube de fonte surmontant le puits.

Quand on parle devant le microphone, la parole est reproduite dans le téléphone avec une netteté remarquable, et cela quelle que soit la nature du milieu terre interposé entre les postes.

H. BECQUEREL. — Sur quelques propriétés du rayonnement des corps radio-actifs. — P. 208.

1° *Caractère du rayonnement de l'uranium.* — La matière active était placée dans une fente rectiligne creusée dans un petit bloc de plomb et orientée parallèlement au champ magnétique. Une fente très fine pratiquée dans du verre ou dans du plomb diaphragmait le faisceau ; au-dessus de ce système était disposée une plaque photographique.

Les épreuves obtenues, l'une après 20 jours, l'autre après 42 jours de pose, n'ont révélé aucune trace de rayons non déviables. La presque totalité du rayonnement actif avait subi la déviation sous l'influence du champ. Pour le radium, au contraire, la partie non déviable donnait une impression plus intense que la partie déviable. On doit donc conclure ou que la partie non déviable n'existe pas dans le rayonnement de l'uranium ou que son intensité comparée à celle de la partie déviable est d'un ordre de grandeur inférieur à celui que l'on trouve pour le radium.

2° *Action du rayonnement du radium sur le phosphore.* — Une mince couche de phosphore blanc disposée normalement au champ d'un aimant a été pendant soixante jours soumise au rayonnement de la matière active placée dans un tube entouré d'aluminium. Au bout de ce temps, on a vu apparaître sur le phosphore blanc une trace rouge, montrant la transformation effectuée par la partie déviable du rayonnement. Quant à la partie non déviable, elle était absorbée par le tube de verre qui contenait le chlorure de radium.

**L. BENOIST. — Définition expérimentale des diverses sortes de rayons par le radiochronomètre. — P. 225.**

Cet appareil est une application du radiochroïsme, c'est-à-dire de l'inégale aptitude que possèdent les différentes sortes de rayons X à traverser tels ou tels corps.

Dans le radiochronomètre, on définit une échelle de qualités de rayons par une série de transparences relatives de l'aluminium par rapport à l'argent. Le choix de ces corps est indiqué par l'allure des courbes d'isotransparence, la variation de transparence étant très faible pour l'argent, très grande pour l'aluminium. L'échelle est constituée par les multiples et sous-multiples de l'épaisseur d'aluminium qui équivaut à l'épaisseur moyenne et presque invariable de l'argent.

L'emploi de cet appareil est tout indiqué en radiologie. Il permet de fixer les qualités de rayons qui conviennent à la radiographie de tels ou tels détails. Enfin il sera possible, par une étude méthodique, de fixer, pour chaque ampoule radiogène, les conditions de réglage électrique lui permettant de donner des rayons d'un degré déterminé.

**J. CHAUDIER. — Variations de la force électromotrice et du coefficient de température de l'élément Daniell avec la concentration du sulfate de zinc. — P. 277.**

La force électromotrice d'un élément Daniell varie avec la concentration du sulfate de zinc et la température. L'étude de ces variations faite par la méthode de compensation a conduit aux résultats suivants :

1° Quand on diminue la concentration du sulfate de zinc, la force électromotrice croît, passe par un maximum, puis décroît;

2° Le coefficient de température, d'abord négatif, croît, passe par un maximum positif, puis décroît indéfiniment quand la concentration diminue ;

3° La force électromotrice est indépendante de la température pour des solutions de sulfate de zinc, soit à 7,5 0/0, soit à 1/2 0/0.

En appliquant à ces résultats la formule de Nernst, on constate que la tension de dissolution du zinc dans le sulfate de zinc décroît très rapidement dans les solutions très étendues.

D'autre part, la quantité de chaleur dégagée dans l'élément Daniell décroît d'abord quand la concentration diminue, passe par un minimum et croît ensuite quand la concentration tend vers 0.

### E. BRANLY. — Radio-conducteur à contact unique. — P. 347.

Les conditions permettant d'assurer aux radio-conducteurs à contact unique les qualités de régularité et de sensibilité ont été réalisées avec des métaux d'abord nettoyés et polis, puis recouverts d'une très légère couche d'oxyde par un séjour de durée réglée dans une étuve à air chaud de température connue.

Le dispositif comporte trois tiges métalliques réunies à leur partie supérieure par un disque qui les relie à l'un des pôles d'une pile ; les extrémités inférieures, préparées comme il a été dit, reposent librement sur un plan d'acier poli relié au deuxième pôle de l'élément de pile.

Le circuit était constitué de la façon suivante : élément Daniell, trépied radio-conducteur, résistance et galvanomètre, ou bien : élément Daniell, trépied, résistance et relais peu sensible.

### L. DE BROGLIE. — Application des galvanomètres thermiques à l'étude des ondes électriques. — P. 349.

L'auteur s'est proposé de rechercher dans quelles circonstances les ampèremètres thermiques pourraient être appliqués à l'étude de la télégraphie sans fil.

Le poste transmetteur était muni d'une antenne A reliée comme à l'ordinaire à l'éclateur de la bobine dont l'autre pôle est à la terre. On pouvait intercaler de plus entre la base de l'antenne et la bobine un certain nombre de spires de fil de laiton.

Le poste récepteur était muni d'une antenne B reliée à l'une des

bornes du milliampèremètre; l'autre borne était réunie à la terre. On pouvait à volonté intercaler entre la base de l'antenne et l'instrument un nombre quelconque de spires.

Si l'on émet des ondes par l'antenne A, on observe une déviation du milliampèremètre accusant des effets d'induction dans l'antenne B. Cette déviation varie avec le nombre des spires. La valeur du nombre des spires à ajouter à l'antenne de réception pour avoir la réception maxima peut caractériser l'onde émise.

G. MESLIN. — Sur une forme de thermomètre électrique. — P. 412.

Les couples thermo-électriques, à cause de la rapidité avec laquelle ils indiquent les variations de température, subissent les effets de variations accidentelles et très courtes dont l'observation ne présente aucun intérêt quand on veut avoir les températures moyennes de l'enceinte.

Dans ce but, M. G. Meslin a utilisé la variation, en fonction de la température, de la force électromotrice d'un élément Latimer-Clark. Il a employé la méthode d'opposition avec adjonction de deux boîtes de résistance disposées d'après les indications de M. Bouty de façon à ne pas produire de courant dans la dérivation et à utiliser un électromètre ou un galvanomètre très sensible.

Le circuit principal contient les deux boîtes de résistance, un accumulateur A et une clef à deux contacts successifs permettant de fermer d'abord le circuit principal, puis le circuit dérivé où se trouvent le galvanomètre et l'élément placé au loin dans la région dont on veut connaître la température.

On peut disposer les résistances de façon que chaque ohm corresponde à 0,1 de degré. Les variations de la température se déduisent ensuite des variations de la force électromotrice de l'élément.

P. CURIE. — Conductibilité des diélectriques liquides sous l'influence des rayons du radium et des rayons Röntgen. — P. 420.

Les rayons du radium et les rayons de Röntgen agissent sur les diélectriques liquides comme sur l'air en leur communiquant une certaine conductibilité électrique.

Quand on étudie la conductibilité de l'air sous l'action des rayons de Becquerel, on trouve que l'intensité du courant croît propor-

tionnellement au voltage quand celui-ci est faible. Pour des voltages plus élevés, il n'y a plus proportionnalité ; l'intensité du courant ne s'accroît plus que de très faibles valeurs.

Pour les liquides, on observe que le courant est proportionnel à la tension quand celle-ci varie de 0 à 450 volts. On peut alors considérer la conductivité provoquée dans divers liquides par le rayonnement d'un sel de radium.

Les liquides et les gaz se comportent peut-être d'une façon analogue ; mais, pour les liquides, le courant reste proportionnel à la tension jusqu'à une limite plus élevée que pour les gaz.

### S. LEDUC. — Champ de force moléculaire. — P. 111.

La conception des champs de force de Faraday peut s'appliquer utilement à l'étude des mouvements moléculaires qui se passent dans les liquides; on est amené ainsi à envisager des champs de force de diffusion et des champs de force de cristallisation.

En ralentissant les mouvements moléculaires par une substance colloïde telle que la gélatine, on peut par dessèchement rapide immobiliser la matière dans une de ses positions ; on obtient ainsi des spectres de champs de forces moléculaires.

Ces champs de forces sont susceptibles d'interférer, ainsi qu'on a pu l'observer par le dessèchement rapide de gouttes de solution de chlorure de sodium.

### P. JANET. — Application de l'arc chantant de Duddell à la mesure des faibles coefficients de self-induction. — P. 462.

Si, sur un arc à courant continu, on met en dérivation un circuit comprenant un condensateur de capacité C et une self-induction L, l'arc, dans certaines conditions de réglage, rend un son très pur ayant pour période :

$$T = 2\pi \sqrt{CL}.$$

Si l'on mesure l'intensité I dans le circuit dérivé et la différence de potentiel aux bornes de la bobine, on a :

$$I = \frac{e}{L\omega} \qquad \text{avec} \qquad \omega = \frac{2\pi}{T};$$

par suite :

$$L = \frac{e^2C}{I^2}.$$

Cette formule permet de calculer L au moyen de mesures purement électriques.

L'arc chantant de Duddell fournit en outre un moyen remarquable d'obtenir au moyen d'une force électromotrice continue un courant alternatif (*C. R.*, p. 820).

P. BOLEY. — Sur un électromètre capillaire. — P. 463.

L'électromètre capillaire de M. Lippmann ne peut fonctionner avec les amalgames liquides saturés, qui ne sont pas assez mobiles dans les tubes très capillaires. L'électromètre en question est d'un emploi plus général.

Cet appareil peut s'appeler électromètre à goutte libre, parce qu'on forme une goutte émergente à l'extrémité d'un tube plongeant dans l'électrolyte. Le ménisque est éclairé par une petite source lumineuse, et l'on suit ses déplacements à l'aide du microscope.

L'image du ménisque se déprime nettement pour une force électromotrice de $\frac{1}{3 \times 10^4}$ volt. Jusqu'à $\frac{1}{100}$ de volt, les dépressions sont proportionnelles aux forces électromotrices intercalées.

Avec l'amalgame d'argent, on obtient la même sensibilité et des dépressions de même ordre de grandeur qu'avec le mercure.

P. COMPAN. — Pouvoir refroidissant de l'air aux pressions élevées et de l'air en mouvement. — P. 522.

L'expression $up^c t^b$ donnée par Dulong et Petit pour représenter le pouvoir refroidissant de l'air enfermé dans une enceinte a été vérifiée pour des pressions inférieures à la pression atmosphérique. M. Compan s'est demandé si cette formule était encore exacte : 1° lorsque l'air est à des pressions supérieures à une atmosphère; 2° lorsque le corps chaud se refroidit dans une enceinte indéfinie; 3° lorsque l'air est animé d'un mouvement de translation. Il a trouvé que, dans un ballon à parois métalliques noircies de 14$^{cm}$,5 de diamètre et pour des excès de 300° à 0°, le pouvoir refroidissant

jusqu'à 6 atmosphères variait suivant la formule. De même lorsque le refroidissement s'effectue dans une enceinte indéfinie. Enfin, lorsque l'air est animé d'un mouvement de translation, son pouvoir refroidissant est représenté par la formule $Kt \sqrt{u}$, conformément aux conclusions théoriques de M. Boussinesq.

J. THOVERT. — Sur une application nouvelle des observations optiques à l'étude de la diffusion. — P. 594.

La lumière issue d'un collimateur dont l'axe est horizontal tombe sur la face d'une cuve de verre préalablement argentée extérieurement. On trace sur l'argenture deux couples de traits voisins formant fentes de Young et on relève la position du centre des interférences produites à une certaine distance au delà de la cuve. Les déplacements lumineux sont proportionnels à la dérivée de l'indice de réfraction et, par suite, à la dérivée de la concentration.

Le coefficient de diffusion étudié par ce procédé a fourni des résultats d'accord avec ceux que l'on calcule à partir des données électrolytiques en suivant la théorie de la diffusion donnée par Nernst.

G. CONTREMOULINS. — Recherche d'une unité de mesure pour la force de pénétration des rayons X et pour leur quantité. — P. 649.

Les deux facteurs essentiels à connaître : degré de pénétration des rayons et quantité de rayons émis dans un temps donné, sont déterminés par lectures simultanées fournies par la fluorescence d'un écran de platinocyanure de baryum disposé derrière deux fenêtres confondues par un de leurs bords avec une troisième éclaircie par une lumière artificielle d'intensité variable.

La quantité de rayons émis est évaluée par rapport à une lumière étalon qu'on réalise en projetant une portion de flamme d'acétylène sur la surface dépolie d'un prisme à réflexion totale formant la fenêtre étalon.

La pénétration des rayons est obtenue à l'aide de l'écran fluorescent disposé au-dessus de la fenêtre étalon ; l'éclat de la fenêtre déterminant le facteur pénétration est réduit par l'interposition d'une masse métallique placée entre la source radiante et l'écran.

C. MALTEZOS. — Contribution à l'étude des tuyaux sonores. — P. 701.

Lorsqu'on pose une flamme extérieurement près de la bouche d'un tuyau sonore et au-dessous du seuil, la hauteur du son rendu par le tuyau s'élève. On peut remarquer également que, si on laisse échapper un gaz, à froid, au-dessous du seuil, la hauteur du son, donnée par le tuyau, varie.

Il est donc probable que, lorsqu'un tuyau résonne, un courant d'air a lieu de l'extérieur vers la bouche, par la partie inférieure. En posant une feuille de papier près de l'orifice, on peut observer que cette feuille est entraînée vers l'embouchure et vient se coller sur la partie inférieure du tuyau.

Ce courant entrant est d'ailleurs intermittent. En effet, en posant une petite flamme au-dessous du seuil et en regardant son visage dans un miroir tournant, on voit l'image périodiquement ondulante quand le tuyau résonne.

M. PONSOT. — Chaleur spécifique des corps au zéro absolu. — P. 703.

Étant donné un état d'équilibre chimique défini par :

$$A + B \rightleftarrows M + N,$$

et caractérisé à la température L par une fraction $x$ des corps M et N formés, lorsque T décroît jusqu'à 0 on a à la limite pour les valeurs de l'entropie : $S_A$, $S_B$, $S_M$, $S_N$, et pour les valeurs de la chaleur spécifique : $C_A$, $C_B$, $C_N$, $C_M$. En étudiant les variations de $\frac{dS}{dm}$, $dm$ étant la fraction d'équivalent des corps M et N produits, on est conduit à la relation :

$$C_A + C_B = C_M + C_N,$$

de laquelle on déduit la loi suivante :

*Au zéro absolu, deux systèmes de corps solides comprenant les mêmes éléments ont même chaleur spécifique.*

Comme cas particulier on peut établir :

1° Que la chaleur spécifique d'un corps solide et celle de sa vapeur maintenue saturante tendent vers la même valeur pour $T = 0$ ;

2° La chaleur spécifique d'une vapeur saturante est plus petite que celle du solide ou du liquide qui la produit.

G. LE CADET. — Dispositif d'électroscope atmosphérique enregistreur. P. 745.

L'appareil comporte un collecteur d'électricité constitué par du chlorure de baryum et de radium étendu, et non agglutiné, dans une enveloppe en clinquant d'aluminium hermétiquement close et portée à l'extrémité d'une tige de laiton isolée sur un disque de soufre tourné et poli. Ainsi enfermée dans une enveloppe aussi transparente que possible aux rayons de Becquerel, la substance radifère a fonctionné par le vent et la pluie sans perdre de son action comme collecteur.

Quant au dispositif enregistreur, il consiste à recevoir sur un tambour photographique horizontal, à travers une fente très fine, l'image des feuilles d'aluminium de l'électroscope éclairé par un faisceau de lumière parallèle.

Ainsi établi, l'appareil se prête à des mesures à des altitudes élevées.

H. DESLANDRES. — Sur les spectres de bande de l'azote. — P. 747.

Le spectre de l'azote contient quatre groupes distincts : le premier groupe lumineux de N. 14000 à N. 20000, le deuxième groupe lumineux et ultra-violet de N. 16000 à N. 33000, le troisième groupe ultra-violet de N. 33000 à N. 50000, et enfin le groupe du pôle négatif.

De l'examen de ces groupes on a pu tirer les lois expérimentales suivantes : les bandes d'un même groupe et aussi les raies d'une même bande sont divisibles en plusieurs séries, les intervalles successifs, dans chaque série, formant une progression arithmétique et les diverses séries étant égales.

L'auteur discute les résultats obtenus par Cuthbertson et montre que l'on peut les faire entrer dans la loi précédente.

B. EGINITIS. — Variations du spectre des étincelles. — P. 824.

Lorsque les pôles des étincelles contiennent des métaux différents, les variations de la self-induction du circuit modifient profondément la composition de la lumière des étincelles.

Deux pôles de fil d'aluminium sont recouverts à leurs extrémités d'une très petite quantité de sodium métallique. Le spectre des étincelles contient au début les raies de l'aluminium et du sodium. Lorsqu'on fait croître la self-induction, la raie d'aluminium diminue d'intensité, la raie jaune du sodium augmente de plus en plus. Si la self-induction continue à augmenter, la raie jaune s'inverse pour une certaine valeur.

Ce phénomène s'observe également pour le platine, le fer, l'étain et d'autres métaux.

D'une façon générale on peut dire que les métaux dont les spectres s'éliminent ou diminuent d'intensité sont des métaux qui donnent de très petites quantités de vapeurs. Au contraire, les métaux dont le spectre reste ou augmente d'intensité sont très volatils.

THOVERT. — Diffusion rétrograde des électrolytes. — P. 826.

Si l'on fait diffuser une solution d'un sel additionné d'un autre électrolyte, vis-à-vis d'une solution de cet électrolyte additionnel, on constate que ce dernier corps, réparti primitivement d'une manière uniforme dans tout le liquide, se concentre en certains points pendant les premiers temps de l'expérience.

Ces résultats s'expliquent fort bien dans la théorie électrolytique de la diffusion. D'après Nernst, la variation de pression osmotique entre les couches liquides inégalement concentrées est la cause de la tendance à l'équilibre. Si la substance dissoute est un électrolyte supposé dissocié en ions, il y a séparation de charges électriques, et la force électrique compensatrice qui prend naissance maintient la neutralité de la solution.

O. ROCHEFORT. — Remarques sur le fonctionnement des cohéreurs et des auto-décohéreurs. — P. 830.

Si l'on prend deux électrodes entre lesquelles sont placées des billes de charbon ou d'acier constituant des contacts imparfaits, on constate qu'en rapprochant progressivement les électrodes, il arrive un moment où le système devient sensible aux ondes hertziennes. Si on continue à augmenter la pression de façon que la résistance initiale soit assez faible pour qu'un courant de 2 milli-

ampères, par exemple, puisse passer, on a alors une décohésion spontanée.

Tous les cohéreurs à décohésion spontanée peuvent être ramenés à l'état de cohéreurs ordinaires en diminuant la pression des contacts imparfaits.

D. BERTHELOT. — Sur la graduation des couples thermo-électriques. — P. 983.

L'étalonnage était fait sur deux couples platine-platine iridié à 10 0/0. Les piles étalons étaient un élément Gouy, un Latimer Clark et un couple fer-cuivre fonctionnant entre 0° et 100°. Les couples étaient gradués entre 400° et 1100°. Les points fixes étaient donnés par la fusion du zinc (419°) et la fusion de l'or (1064°).

Voici quelques résultats :

| | Points de fusion | | Points d'ébullition |
|---|---|---|---|
| Cadmium..... | 321° C. | Aniline........... | 184° C. |
| Zinc.......... | 419 | Naphtaline........ | 218 |
| Argent....... | 957 | Benzophénone..... | 306 |
| Or............ | 1064 | Soufre............ | 445 |
| | | Sélénium......... | 690 |
| | | Cadmium......... | 778 |
| | | Zinc............. | 918 |

E. Van AUBEL. — Sur les indices de réfraction des mélanges liquides. — P. 985.

L'auteur a voulu s'assurer si l'énergie réfractive se conserve dans les mélanges, autres que celui d'alcool et d'eau, observés par M. Leduc. Il a opéré sur deux mélanges : acétone et eau, aniline et alcool éthylique.

Pour le premier mélange, l'écart entre les valeurs mesurées et calculées de l'indice peut atteindre 4 unités de la quatrième décimale; pour le deuxième mélange, l'écart peut atteindre 8 unités de la quatrième décimale.

Il apparaît d'après ces résultats que l'énergie réfractive ne se conserve pas, en général, dans les mélanges liquides.

**B. EGINITIS. — Sur le rôle de la self-induction dans les décharges électriques à travers les gaz. — P. 1043.**

La variation de la self-induction du circuit de décharge provoque de grandes variations des phénomènes calorifiques présentés par les pôles entre lesquels les étincelles jaillissent.

Des mesures, à l'aide de la pince électrique, ont été faites sur le fer, le nickel, l'aluminium, le cuivre et l'argent. Quand la self-induction augmente, la distance des pôles restant constante, la température des pôles augmente d'abord très rapidement. La différence de la température de deux pôles, qui, au commencement, est presque nulle, devient très grande pour de faibles valeurs de la self-induction. Si la self-induction continue à augmenter, la température présente alors des maxima et des minima. Si la self-induction reste constante et qu'on fasse varier la distance explosive, l'échauffement des pôles varie, ou bien toujours dans le même sens, ou bien présente aussi des maxima et des minima.

**A. DE GRAMONT. — Action de la self-induction sur les spectres de dissociation des composés. — P. 1048.**

Les spectres de dissociation ont été étudiés en introduisant une self-induction dans le circuit de décharge du condensateur. L'étincelle était observée à l'aide d'un spectroscope à vision directe.

Le spectre de l'air peut être facilement éliminé sans altérer ceux des autres corps. Il suffit d'une quarantaine de tours de fil pour rendre invisibles les raies capitales; on remarque ensuite qu'un accroissement de la self-induction amène très rapidement la disparition des spectres de lignes des métalloïdes, soit libres, soit continus, dans les minéraux ou les sels fondus, et cela avant d'être arrivé à des valeurs de self capables de modifier sensiblement les spectres des métaux.

L'introduction dans le circuit de faibles self-inductions croissantes permet donc de simplifier les spectres de dissociation.

Cette étude a été faite (*C. R.*, p. 1205) pour l'arsenic, l'antimoine, le silicium, le thallium. Les résultats confirment les conclusions et les classifications des raies faites par M. Hemsalech.

B. EGINITIS. — Sur le spectre continu des étincelles électriques. — P. 1108.

Le spectre des étincelles électriques ordinaires jaillissant entre deux électrodes métalliques est accompagné d'un spectre continu dont l'intensité est en général très faible par rapport à l'intensité des raies.

L'intensité du spectre continu ordinaire dépend de la valeur de la self-induction du circuit de décharge. Quand la self-induction augmente, le spectre continu diminue d'intensité avec une vitesse qui dépend du métal des électrodes. Si la self-induction prend des valeurs de plus en plus grandes, l'intensité du spectre continu ordinaire diminue de plus en plus et, à la fin, les raies existent sur un fond absolument obscur.

D'après Cazin, la production du spectre continu ordinaire est due aux particules incandescentes arrachées aux pôles. L'existence de ces particules peut expliquer aussi les spectres continus instantanés que l'on observe également et dont l'intensité peut atteindre et dépasser celle des raies.

B. EGINITIS. — Sur la constitution de la matière et la spectroscopie. — P. 1137.

La note précédente montre qu'on peut, en faisant varier la self-induction, obtenir des effets différents dans les spectres des étincelles et que ces effets révèlent la variété de la matière dont les pôles sont constitués.

Des expériences faites sur des métaux simples et des résultats obtenus par MM. Schuster et Hemsalech, on peut conclure que :

1° L'intensité des différentes raies d'un métal dépend de la nature des métaux avec lesquels il coexiste ;

2° Quelques raies des métaux simples forment des groupements dont les variations sont dues probablement à la variété de la constitution des particules rayonnantes et de la nature des pôles ;

3° Les vapeurs métalliques pendant les décharges présentent des propriétés électriques qui varient avec leur nature et qui diffèrent considérablement de celles de l'air ;

4° Une relation paraît exister entre les groupements des raies qui ont la même vitesse.

E. BRANLY. — Récepteur de télégraphie sans fil. — P. 1197.

Dans ce récepteur, on a substitué au tube de limaille un radioconducteur à contact unique [1] joignant à la régularité une sensibilité supérieure à celle des tubes à limaille.

Le radio-conducteur est un trépied formé d'un disque circulaire sur lequel sont implantées trois tiges verticales à pointes mousses oxydées à une température fixe.

Le premier circuit comprend un élément d'un demi-volt relié au butoir de Morse ; le courant se rend au disque d'acier par un relais et une résistance variable.

Un second circuit, dont le courant est déclenché par le relais, comprend un élément de pile ou un accumulateur.

Une étincelle ayant éclaté au poste transmetteur, le premier circuit se ferme par le contact métal oxydé-métal poli, qui devient conducteur ; le second circuit se ferme par le jeu du relais et opère le retour au trépied ; à ce moment une nouvelle étincelle peut agir.

J. SEMENOV. — Sur la décharge électrique dans la flamme. — P. 1199-1421.

La décharge d'une bobine d'induction était produite entre un bec de gaz et une pointe métallique, ou entre deux becs de gaz. Avec deux becs de Bunsen ordinaires, donnant des flammes de 10 centimètres environ, on voit jaillir des étincelles entre les deux flammes.

La décharge passe par la gaine extérieure obscure de la flamme, en la rendant lumineuse. Si la flamme est très petite, toute la gaine s'illumine et forme autour de la flamme une enveloppe bleu violacé. Si la flamme augmente, l'enveloppe lumineuse diminue.

Pendant la décharge, la pointe s'échauffe ; mais cet échauffement est moindre quand la pointe fait office de pôle négatif.

Du pôle positif vers le pôle négatif, et toujours dans un seul sens, il se fait un transport de particules matérielles qui suivent toutes les sinuosités de l'étincelle.

Le pôle négatif est le siège d'un phénomène de reflux de particules matérielles, dont la direction paraît indépendante de la position relative des deux pôles.

---

(1) Voir ce vol., p. 635.

**M. CHAUMET. — L'action de la lumière sur les pierres précieuses. — P. 1139.**

Un échantillon de diamant jaune soumis à l'action de la lumière violette faisait jaillir par endroits des feux d'un rouge vif. Après l'expérience, la teinte du diamant avait passé du jaune au brun foncé. Mais cette dépréciation n'était que passagère et disparaissait au bout de vingt-quatre heures.

Si l'on étudie de même l'effet des diverses radiations sur les rubis, on constate que tous les rubis de Siam laissent passer les rayons violets en manifestant une fluorescence peu appréciable, tandis que ceux de Birmanie, tous très fluorescents, s'illuminent d'une vive couleur rouge qui les fait nettement ressortir en clair, lorsqu'ils sont mêlés à ceux de l'autre provenance, demeurés plus sombres.

Ces résultats peuvent avoir une réelle importance pratique lorsqu'il s'agit d'apprécier des échantillons difficiles à distinguer, comme le sont ces deux variétés de rubis.

**J. CURIE et P. COMPAN. — Sur le pouvoir inducteur spécifique des diélectriques aux basses températures. — P. 1295.**

Les diélectriques à étudier étaient sous la forme de condensateurs plans avec anneau de garde. Les mesures étaient faites à l'aide d'un quartz piézo-électrique, d'après le procédé indiqué par M. J. Curie.

On a pu observer qu'à — 75° le verre se comporte comme un diélectrique parfait; son pouvoir inducteur spécifique est rigoureusement indépendant du temps de charge.

Pour des temps de charge faibles $\left(\frac{1}{10}\text{ de seconde}\right)$, le pouvoir inducteur spécifique du verre varie peu avec la température.

Si l'on représente par $K_0$ une constante qui serait le pouvoir inducteur au zéro absolu et par K la valeur correspondant à la température T, on trouve :

$$K = K_0 + \Delta T,$$

$\Delta$ étant un coefficient caractéristique de la substance.

A. CHASSY. — Influence du voltage sur la formation de l'ozone. — P. 1298.

Quand on soumet l'oxygène à l'effluve sous des différences de potentiel croissantes, on constate que l'on n'obtient d'abord pas d'ozone d'une façon bien sensible. A partir d'un certain voltage, l'ozone apparaît, puis le rendement augmente très rapidement avec l'accroissement du potentiel.

Le voltage auquel l'ozone commence à se former est caractérisé par la formation d'effluves. Pour un voltage supérieur d'environ 40 0/0 au précédent, la décharge se produit sous forme de pluie de feu. Dans cette seconde phase du phénomène, la puissance de production de l'ozone est proportionnelle au carré de la différence de potentiel efficace entre les armatures. Pendant la première phase, celle des voltages faibles, la loi des carrés n'existe plus.

Cette particularité peut s'expliquer par une sorte d'inertie du diélectrique qui intervient au début et trouble l'expression mathématique du phénomène.

A. LONDE. — Contribution à l'étude de l'éclair magnésique. — P. 1301.

La durée de l'éclair produit par les photo-poudres (mélange de magnésium et de comburants) a été évaluée à l'aide d'une plaque photographique, recevant de la lumière par une étroite ouverture, entraînée par un diapason donnant 1000 vibrations par seconde.

Les résultats ont montré que les vitesses de combustion n'atteignent pas celles que l'on croyait $\left(\frac{1}{100}\text{ de seconde}\right)$. Cette vitesse varie seulement entre $\frac{1}{4}$ et $\frac{1}{10}$ de seconde.

La durée relativement grande de l'éclair magnésique a permis d'en obtenir des chronophotographies. Les épreuves indiquent que l'actinisme produit atteint rapidement son maximum, puis décroît lentement ; d'autre part, le foyer lumineux s'élargit progressivement pour devenir une gerbe dont l'aspect varie avec la quantité et la nature de la composition employée.

E. CARVALLO. — Sur la force électrique due à la variation des aimants. P. 1349.

L'auteur analyse les difficultés pratiques qui se présentent quand on veut explorer un champ électrostatique faible à l'aide du corps d'épreuve.

Dans les idées de Faraday et de Maxwell, dire qu'un corps est électrisé, c'est dire que des tubes de force partent de sa surface pour aller à d'autres corps chargés de signe contraire. L'action de ces derniers ne peut être négligée que si les attractions qu'ils exercent sur le corps d'épreuve ne troublent pas sensiblement son équilibre et si leur influence sur le champ étudié est négligeable.

L'impossibilité de réaliser ces conditions explique les résultats négatifs de l'expérience de M. Crémieu.

G. DE METZ. — Double réfraction accidentelle dans les liquides mécaniquement déformés. — P. 1353.

On place le corps à étudier, liquide ou à l'état de gelée, entre deux nicols croisés à angle droit. Une disposition mécanique permet de déplacer brusquement deux lames métalliques plongeant dans la substance. On observe à travers l'analyseur l'apparition de la lumière de sodium qui brûlait devant le nicol polariseur. On peut aussi placer entre le vase qui contient la substance et l'analyseur un compensateur de Babinet à l'aide duquel on mesure la différence de marche des deux rayons.

La plus petite différence de marche s'observe avec la dissolution aqueuse d'acide métaphosphorique, la plus grande avec la gelée de gélatine. Enfin, pour certains liquides, comme le vernis au dammar, le phénomène optique dure quelques instants après la déformation.

A. NODON. — Recherches sur les phénomènes actino-électriques. — P. 1491.

Lorsque des radiations lumineuses ou ultra-violettes sont projetées sur une lame conductrice mince, elles donnent naissance, sur la face non éclairée de cette lame, à des radiations analogues aux rayons X et aux rayons du radium.

Ces radiations sont différentes des rayons cathodiques, car elles traversent avec facilité les métaux et le carton noir; elles paraissent posséder des propriétés intermédiaires entre celles des rayons X et celles des rayons émis par le radium. On peut les désigner sous le nom de rayons radio-actiniques.

H. BORDIER. — Sur un phénomène observé sur un excitateur dont les boules sont reliées à une bobine de Ruhmkorff. — P. 1493.

On augmente peu à peu la distance explosive d'un excitateur à boules jusqu'à ce que l'étincelle ne puisse plus jaillir à jet continu. Si alors on fait apparaître une légère couche de rosée sur les boules de l'excitateur, on voit aussitôt les étincelles se remettre à jaillir jusqu'à ce que la rosée ait disparu.

L'une des bornes de l'excitateur est une sphère creuse contenant de l'éther que l'on fait volatiliser et dont on observe l'abaissement de températures à l'aide d'un thermomètre. Les deux boules étant assez éloignées pour que les étincelles ne puissent plus jaillir, on constate que celles-ci réapparaissent quand la température est voisine du point de rosée.

Ce phénomène pourrait servir à évaluer avec précision la température de condensation de la vapeur d'eau.

E. NÉCULCÉA. — Action de la self-induction dans la partie ultra-violette du spectre d'étincelle. — P. 1493 et 1592.

L'auteur s'est proposé d'étudier l'influence de la self-induction sur les raies de la région ultra-violette des spectres d'étincelles des métaux et des métalloïdes entre les limites $\lambda = 3500$A et $\lambda = 2000$A.

Un spectrographe en quartz permettait d'obtenir au moyen d'un seul prisme de quartz de 60° une dispersion apparente plus forte que celle offerte par un réseau (spectre du premier ordre). Une mise au point irréprochable était obtenue en utilisant une lentille dont la diacaustique était sensiblement une droite dans la région étudiée.

Les résultats obtenus complètent ceux de M. Hemsalech sur cette question.

T. CXXXV; 2e semestre 1902.

J. FÉNYI. — Sur la nature du cohéreur. — P. 30.

Si l'on dispose parallèlement quatre cohéreurs formés d'aiguilles d'acier, de manière que le courant passe simultanément par les quatre points de contact, le système fonctionne tout à fait comme une seule paire d'aiguilles; mais le fonctionnement perd sa précision et cesse quand le potentiel atteint 1 volt. Au contraire, si l'on réunit les quatre cohéreurs en série, on n'est pas assujetti, pour assurer le fonctionnement, d'affaiblir le potentiel par un circuit secondaire..

Ces résultats s'expliquent par une propriété curieuse des cohéreurs à aiguilles d'affaiblir le potentiel à chaque point de contact d'environ $0^{volt},25$, et cela indépendamment de la grandeur de la tension absolue, au moins dans certaines limites.

G. DE BON. — Action dissociante des diverses régions du spectre sur la matière. P. 32.

Les corps soumis à l'expérience sont disposés en lames inclinées de 45° à une certaine distance au-dessus du plateau d'un électroscope. Lorsque ces lames sont frappées par la lumière, elles émettent des effluves qui déchargent l'électroscope, à la condition qu'il ait reçu une charge positive. Les sources lumineuses étaient : soit le soleil, soit les étincelles d'un condensateur. A l'aide d'écrans convenables on constatait, d'après la rapidité de décharge de l'électroscope, la quantité d'effluves émis par chaque corps, suivant les régions du spectre auxquelles il est soumis.

Si l'on cherche comment se répartit l'énergie des diverses régions du spectre solaire sur les corps très sensibles, comme l'étain amalgamé ou l'aluminium, on trouve, en représentant par 100 l'énergie totale :

| | | |
|---|---|---|
| Énergie des radiations allant | jusqu'à $\lambda = 0^{\mu},400$ | 6 0/0 |
| — | de $\lambda = 0^{\mu},400$ à $\lambda = 0^{\mu},360$ | 9 0/0 |
| — | de $\lambda = 0^{\mu},360$ à $\lambda = 0^{\mu},295$ | 85 0/0 |

**IZARN. — Argenture du verre et daguerréotype. — P. 240.**

L'emploi des plaques daguerréotypes argentées sur verre s'introduit de plus en plus dans les laboratoires ; mais la solidité de la couche sensible est ordinairement très précaire; cette couche se soulève ou se déchire fréquemment dans le passage à l'hyposulfite, les lavages et surtout le virage à l'or.

L'auteur préconise le procédé au formol indiqué par MM. Lumière. Il faut opérer sur des glaces neuves et de préférence sur des glaces argentées du commerce dont on a enlevé le vernis et la couche d'argent. Le traitement par le formol exige une série de manipulations dont le détail est minutieusement développé.

Quand l'argenture est réussie, on peut, aussitôt après rinçage à l'eau distillée et séchage, procéder au polissage avec peau de daim et rouge d'Angleterre.

**A. TURPAIN. — Sur les propriétés des enceintes fermées relatives aux ondes électriques. — P. 435.**

Un transmetteur d'ondes est enfermé dans une caisse en bois tapissée d'étain. Un récepteur, comprenant un cohéreur, un relais, une sonnerie et les piles, est également contenu dans une enceinte métallique. Chaque caisse est percée d'une ouverture circulaire par laquelle on fait arriver le conducteur.

Les expériences faites à l'aide de ce dispositif ont permis de fixer les conditions les plus favorables pour la propagation des ondes hertziennes par fil. Le revêtement métallique des câbles doit être continué jusqu'au poste télégraphique. Les dispositifs de chaque poste doivent être contenus dans une enceinte métallique fermée reliée au revêtement du câble. On obtient, dans ces conditions, une concentration très puissante des ondes électriques.

Il y aura aussi avantage pour la télégraphie sans fil à renfermer les organes transmetteurs et récepteurs dans des enceintes métalliques closes, munies chacune d'une ouverture à laquelle viendra aboutir un câble sous plomb mettant en relation chaque dispositif avec l'antenne.

P. BOLEY. — Sur les différences de potentiel au contact. — P. 454.

On peut constituer une classe de piles susceptibles de fournir la valeur du potentiel au contact de deux métaux, en associant les amalgames saturés des deux métaux, considérés avec deux électrolytes convenablement choisis. Dans la chaîne

amalg. M | liq. L ¦ liq. L' | amalg. M'

ainsi constituée, on a, en circuit ouvert :

$$E = M \mid L + L \mid L' + L' \mid M' + M' \mid M,$$

d'où :

$$M' \mid M = E - \{ M \mid L + L \mid L' + L' \mid M' \} ;$$

si L | L' est négligeable, on a :

$$M' \mid M = E - \{ M \mid L + L' \mid M \}.$$

Pour avoir un contact L | L' négligeable, on forme les liquides L et L' avec deux solutions identiques du même acide, et chacune de ces solutions est additionnée d'une trace du sel de même anion du métal adjacent.

Les mesures faites sur le contact argent-mercure ont donné :

$$M' \mid M = 0^{volt},001,$$

ce qui indique que le contact des métaux est de l'ordre du millivolt.

E. VAN AUBEL. — Sur la résistance électrique des corps peu conducteurs aux très basses températures. — P. 456.

L'auteur s'est proposé d'examiner comment varie, aux très basses températures, la résistance électrique des corps peu conducteurs, tels que certains sulfures et oxydes. L'étude a porté sur un échantillon de pyrite $FeS^2$ très homogène. Ce sulfure avait été taillé sous la forme d'un prisme fixé dans des pinces en laiton. La résistance électrique était mesurée à l'aide du pont de Wheatstone. La tempé-

rature — 75°,5 était produite par un mélange d'éther et de neige carbonique. D'autres expériences ont été faites avec l'air liquide.

Les résultats ont été les suivants :

La résistivité de la pyrite augmente notablement quand la température s'abaisse; mais dans l'air liquide la pyrite conduit encore l'électricité. Si l'on trace la courbe ayant pour coordonnées la résistance électrique et la température, on trouve que $\frac{\Delta R}{\Delta t}$ est d'autant plus grand que l'on s'approche davantage du zéro absolu.

Th. TOMMASINA. — Sur le mode de formation des rayons cathodiques et des rayons de Röntgen. — P. 319.

L'auteur s'est proposé de vérifier si, comme le constate M. J. Sémenov, l'anticathode n'émet de rayons qu'autant qu'elle porte une charge électrique et si, reliée au sol, elle n'engendre presque pas de rayons.

Il a été conduit aux conclusions suivantes :

1° La réflexion diffuse du flux anodique seul est suffisante pour donner naissance aux rayons cathodiques et aux rayons de Röntgen;

2° Le phénomène a lieu même avec l'anticathode reliée au sol;

3° La réflexion multiple par les parois d'un tube à vide, au degré voulu de raréfaction, suffit pour produire la transformation partielle du flux anodique en rayons cathodiques et en rayons de Röntgen.

Au sujet de ces résultats, M. J. Sémenov fait remarquer (*C. R.*, p. 457) que, dans les expériences de M. Tommasina, la cathode d'un tube bianodique était reliée, par l'intermédiaire d'une décharge sur l'eau, au pôle positif d'une bobine d'induction, l'anode et l'anticathode se trouvant en communication avec le sol. Dans ces conditions, le tube fonctionne pour ainsi dire à l'envers. L'anticathode se comporte comme une cathode ordinaire, et il est naturel qu'elle émette des rayons cathodiques et des rayons X.

P. CAMMAN. — Réflexion de la lumière sur un miroir de fer aimanté perpendiculairement au plan d'incidence. — P. 286.

La théorie de la réflexion de la lumière sur les miroirs métalliques aimantés montre que, dans le cas particulier où l'aimantation est perpendiculaire au plan d'incidence, celle-ci n'a aucune influence sur

la réflexion d'un faisceau de lumière polarisé dans le plan d'incidence. Elle fait, au contraire, varier à la fois la phase et l'amplitude de la lumière réfléchie, si le rayon incident est polarisé perpendiculairement au plan d'incidence.

L'auteur s'est proposé de vérifier expérimentalement ces résultats théoriques. Les chiffres obtenus, rapprochés de ceux qu'indique la théorie, accusent des différences qui sont de l'ordre des erreurs d'expérience. On peut donc considérer les résultats expérimentaux comme une confirmation satisfaisante de la théorie.

H. GUILLEMINOT. — Moyen de régler les résonateurs de haute fréquence en vue de leur emploi médical. — P. 288.

Dans les résonateurs à haute fréquence, le champ inducteur est fourni par le circuit de décharge d'un condensateur. La période des décharges oscillantes est donnée par la formule :

$$T = 2\pi \sqrt{LC},$$

C étant la capacité, L la self-induction.

L'induit a un rendement d'autant meilleur qu'il est mieux accordé pour le champ considéré. L'auteur s'est proposé de réaliser un réglage satisfaisant en faisant varier soit la self, soit la capacité du générateur.

Il a expérimenté sur un résonateur Oudin. Les résultats obtenus en faisant varier C n'ont pas été satisfaisants. Au contraire, en faisant varier L à l'aide d'une bobine de self variable introduite dans le circuit, on réalise très facilement les conditions de rendement maximum.

W. KAUFMANN. — La déviation magnétique et électrique des rayons Becquerel et la masse électromagnétique des électrodes. — P. 577.

L'auteur s'est proposé d'évaluer le rapport $\frac{\varepsilon}{\mu}$ de la charge $\varepsilon$ à la masse $\mu$ des électrons, ainsi que la vitesse $q$, par une méthode qu'on peut appeler méthode des spectres croisés.

Le faisceau radioactif passe entre deux lames de laiton parallèles et isolées ; il tombe sur un diaphragme de platine qui en laisse passer

une portion très étroite, reçue ensuite sur une plaque photographique enveloppée dans une feuille mince d'aluminium battu.

On charge à 2000-5000 volts l'une des lames, l'autre étant au sol. Les rayons sont dispersés en un spectre électrique sur la plaque photographique. En superposant au champ électrique un champ magnétique, perpendiculaire au spectre électrique, l'ensemble des deux spectres forme une courbe $y = f(z)$, où $y$ signifie la déviation électrique et $z$ la déviation magnétique.

Le calcul de $\frac{\varepsilon}{\mu}$ déduit de la forme de cette courbe a fourni comme résultat :

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = 1{,}84 \ . \ 10^7.$$

J.-H. COBLYN. — La vision à distance par l'électricité. — P. 685.

Un diaphragme, percé d'un trou très petit, se trouve au foyer principal commun de deux lentilles convergentes ; l'une de ces lentilles est placée devant l'image que l'on veut reproduire, l'autre lentille se trouve devant un cylindre creux, percé de fentes hélicoïdales et tournant perpendiculairement à l'axe optique du système avec une vitesse de cinq tours par seconde.

On s'arrange de manière que le diaphragme et les fentes du cylindre ne laissent passer, à un instant déterminé, qu'un seul rayon provenant d'un point de l'image, rayon qui sera parallèle à l'axe du système. Si la rotation est constante, le point exploré se déplace sur une série de bandes horizontales, et cela d'un mouvement uniforme.

L'intensité variable du faisceau ainsi obtenu se traduit par une variation d'intensité dans un circuit comprenant une cellule de sélénium. La variation du courant est ensuite transformée au poste récepteur en variation d'intensité d'une source lumineuse.

FRAICHEL. — Variation de la résistance magnétique d'un barreau de traction. — P. 685.

Le barreau à éprouver est pris comme noyau d'une bobine comprenant deux enroulements : 1° un circuit primaire relié aux bornes d'une pile ; 2° un circuit secondaire relié aux bornes d'un galvano-

mètre. Toute modification du barreau soumis à la traction produit une variation de flux dans le circuit secondaire et, par suite, une déviation de galvanomètre.

Si le noyau a la structure fibreuse, la variation du flux est discontinue par suite de la rupture successive des fibres. Après une chute brusque, le flux remonte et atteint une valeur qui dépend de la perméabilité du circuit qui s'interpose dans la cassure.

On voit donc que chaque rupture de fibres produit une oscillation dans la variation du flux. Le nombre et les amplitudes des oscillations sont d'autant plus grandes que le métal est plus fibreux.

E. VAN AUBEL. — Sur la résistance électrique du sulfure de plomb aux très basses températures. — P. 734.

Les expériences ont été faites sur une tige de sulfure de plomb pur de $3^{mm},9$ de diamètre. Cette petite baguette était munie à ses deux extrémités de pinces en laiton permettant de mesurer la résistance électrique par la méthode de Lord Kelvin.

La résistivité du sulfure de plomb pur et coulé a été trouvée égale à 289,88 microhms-centimètre à la température de 20°,7. Cette résistivité diminue quand la température s'abaisse. Dans l'air liquide, la résistance n'est plus que le quart de ce qu'elle était à 20°,7.

E. VAN AUBEL. — Sur le phénomène de Hall et le pouvoir thermo-électrique. P. 786.

L'effet Hall a été étudié par l'auteur successivement sur du bismuth pur, sur un alliage de $8^{gr},35$ d'antimoine pour $91^{gr},65$ de bismuth et sur un mélange de bismuth et sulfure de bismuth contenant 4,36 parties de soufre pour 65,64 de bismuth.

Les résultats obtenus montrent que l'effet Hall est le plus intense dans le mélange de bismuth et de sulfure de bismuth ; son intensité devient triple de celle que donne le bismuth pur. L'alliage de bismuth et d'antimoine donne également un effet très intense.

Ces mesures confirment l'opinion de A. von Ethingshausen et W. Nernst rattachant le phénomène de Hall au pouvoir thermo-électrique des métaux.

J. KUNZ. — Sur la conductibilité des dissolutions aux basses températures. P. 788.

L'affaiblissement considérable de la conductibilité électrolytique aux basses températures peut être attribué soit à l'abaissement du degré de dissociation, soit à la viscosité croissante que le milieu oppose aux ions. Des mesures de conductibilité électrolytique ont été faites à des températures aussi basses que possible sur des dissolutions concentrées, à point de congélation très bas, d'acide sulfurique, de soude caustique et de chlorure de calcium.

Les courbes représentant la conductibilité en fonction de la température semblent ne devoir atteindre l'axe des abscisses qu'au voisinage du zéro absolu. Mais l'allure de ces courbes corrobore l'hypothèse que la cause principale de la radiation thermique réside dans la viscosité du milieu pour les ions.

P. CURIE. — Sur la constante de temps caractéristique de la disparition de la radioactivité induite par le radium dans une enceinte fermée. — P. 857.

Dans cette note, M. Curie examine la loi de désactivation dans le cas d'une enceinte close, renfermant des gaz activés. L'enceinte close était le plus souvent constituée par un tube de verre scellé à la lampe. Ce tube était placé dans le cylindre intérieur d'un condensateur cylindrique en aluminium. Les rayons émis par le tube traversent l'aluminium et rendent conducteur l'air entre les armatures du condensateur. On mesure le courant limite que l'on obtient entre les deux armatures lorsqu'on maintient entre elles une différence de potentiel suffisante (450 volts). Le rayonnement ainsi mesuré est dû exclusivement à la radioactivité des parois, car, lorsqu'on retire rapidement l'air actif du tube, le rayonnement mesuré immédiatement après est le même qu'avant.

Si l'on appelle $I_0$ l'intensité initiale, I l'intensité au temps $t$, $\theta$ une constante qui représente un temps, la loi de désactivation est représentée par la formule :

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\theta}}.$$

Des expériences faites dans des conditions extrêmement variées ont toutes donné la même valeur pour la constante $\theta$, savoir

$$\theta = 4{,}970 \times 10^5 \text{ secondes.}$$

PRIEUR. — Sur une chambre noire pour la photographie trichrome. — P. 1048.

Le problème à résoudre était celui-ci : Trouver un mécanisme qui, à la fermeture de l'obturation, amenât la chute concomitante de la plaque impressionnée et en même temps son remplacement au foyer de l'objectif par la plaque suivante et ainsi de suite.

L'adaptation à la chambre noire d'un mouvement d'horlogerie a permis de trancher la difficulté. La pression d'une poire pneumatique déclenche ce mouvement d'horlogerie, qui détermine la chute de chaque plaque et l'avance de la suivante.

D. NEGREANO. — Procédé de séparation électrique de la partie métallique d'un minerai de sa gangue. — P. 1103.

On coupe dans une plaque métallique un disque central, et l'on réunit, à l'aide des fils métalliques, la plaque et le disque aux deux pôles d'une machine Whimshurst. Si l'on projette ensuite sur le système, à l'aide d'un soufflet, un mélange pulvérulent de soufre et de minium, de façon que le mélange traverse avec frottement les trous très fins d'un disque de bois, on constate que, si le soufre, par exemple, se dépose sur la plaque métallique, le minium sera déposé sur le disque central.

Ce procédé de séparation serait peut-être applicable à l'extraction de l'or de sa gangue.

D. TOMMASI. — Sur un nouvel accumulateur électrique. — P. 1328.

Les plaques de cet accumulateur se composent d'un cadre en plomb contenant un très grand nombre de lamelles également en plomb, très rapprochées les unes des autres, destinées à retenir la matière active et à y amener le courant dans ses différents points. Ces lamelles, par groupes de sept, sont disposées alternativement suivant deux directions rectangulaires ; les unes sont verticales, les autres horizontales.

Au régime d'un ampère par kilogramme de plaques, on arrive couramment à une capacité de 34 à 38 ampères-heure, soit 22 à 24 ampères-heure utilisables par kilogramme de plaques.

L. Malclès.

---

LADISLAS NATANSON. — I. Sur l'application des équations de Lagrange dans la théorie de la viscosité. — II. Sur une particularité de la double réfraction accidentelle dans les liquides, pouvant servir à la détermination de leur temps de relaxation. — III. Sur l'approximation de certaines équations de la théorie de la viscosité. — IV. Remarques sur la théorie de la relaxation. — V. Remarques sur les travaux de M. Zaremba relatifs à la théorie de la double réfraction accidentelle dans les liquides (*Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie*, p. 268-283 ; 283-311 ; 767-787 ; 1903 ; — p. 1-22 ; 103-113 ; 1904).

Dans la polémique, engagée à propos de la théorie de la viscosité et de la double réfraction accidentelle dans les liquides, polémique dont ce recueil a déjà fait mention (1), les mémoires actuels renferment, développée, la réponse que M. Natanson oppose aux critiques de M. Zaremba.

L'auteur soutient : 1° que les équations, qu'il avait données comme rigoureuses, sont complètement à l'abri des critiques de M. Zaremba ; 2° que ces critiques ne pourraient s'adresser qu'à d'autres équations, qui n'avaient été données que comme approchées.

F. CARRÉ.

BOHUMIL KUČERA. — Ueber die Adhäsion bei den wässerigen Lösungen der Fettsäurenreihe. (Sur l'adhérence dans les solutions aqueuses des acides de la série grasse). — *Bulletin international de l'Académie des Sciences de Bohême ;* 16 octobre 1903.

L'adhérence, exercée entre l'eau et le mercure, varie avec les proportions de matières dissoutes dans l'eau. Dans le cas des acides gras, elle présente un maximum, décroît, passe ensuite par un minimum (pour lequel elle est plus faible que dans le cas de l'eau pure), puis se met de nouveau à croître.

La concentration correspondant au minimum s'abaisse à peu près dans le rapport de 3 à 1, quand on passe d'un acide de la série grasse à son homologue immédiatement supérieur.

F. CARRÉ.

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 247 ; 1902 ; et ce vol. ; p. 190 ; 1904.

## SUR LA POLARISATION DES ÉLECTRODES (1);

Par M. E. ROTHÉ.

### INTRODUCTION.

Les phénomènes bien connus que présente un voltamètre dont les électrodes communiquent avec les deux pôles d'une source électrique sont très différents suivant la nature des électrodes et de l'électrolyte : si les électrodes sont des lames métalliques identiques entre elles et de même nature que le cathion contenu dans le liquide électrolytique, l'expérience montre que ce liquide peut être décomposé pour de très petites forces électromotrices : si petite que soit la force électromotrice, on peut, en attendant suffisamment longtemps, constater sur les électrodes l'apparition des produits de la décomposition; si l'on place un galvanomètre dans le circuit du voltamètre, on constate que, pour de très petites forces électromotrices, l'équipage mobile prend une position permanente; aussitôt après la fermeture du circuit, abstraction faite de la self-induction, l'intensité du courant prend une valeur constante; cette intensité croît quand on augmente la force électromotrice. Tels sont les phénomènes qu'on observe par exemple dans un voltamètre à électrodes de cuivre plongées dans du sulfate de cuivre.

Il en est tout autrement si le métal des électrodes est différent du cathion : dans les conditions ordinaires, on ne voit, pour les forces électromotrices très faibles, aucune décomposition; celle-ci ne devient visible qu'à partir d'une force électromotrice déterminée. Par exemple, si l'on soumet à l'action du courant, entre des électrodes de platine, de l'eau acidulée par l'acide sulfurique, on ne voit pas apparaître de bulles gazeuses pour les faibles forces électromotrices. Ce n'est en général qu'à partir d'une force électromotrice égale à $1^{volt},6$ environ que *simultanément* on voit se former des bulles d'hydrogène à la cathode et des bulles d'oxygène à l'anode.

(1) Communication faite à la Société française de Physique. Séance du 3 juin 1904. — Thèse de doctorat, Gauthier-Villars, Paris, 1904. — *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8e série, t. I; 1904; — *Sur la polarisation des électrodes*, p. 215-288; — *Polarisation des électrodes de platine, d'or et de palladium*, p. 289-337; — *Polarisation des électrodes de mercure*, p. 433-495.

Quand les produits de la décomposition sont visibles, on dit qu'il y a *électrolyse ;* quand on ne peut déceler aucune décomposition, on dit qu'il y a *polarisation.* Dans ce dernier cas, un galvanomètre placé dans le circuit accuse, après la fermeture du circuit, un courant dont l'intensité décroît rapidement avec le temps, et que nous appellerons toujours, dans la suite de l'exposé, *courant variable.* Au bout de quelques centièmes de seconde, il a pris une valeur sensiblement constante, tout au moins ne variant plus que d'une façon excessivement lente. Pour abréger le langage, nous donnerons à ce courant sensiblement constant le nom de *courant permanent.*

*Pendant le courant variable, il s'est donc produit un phénomène qui a eu pour résultat de s'opposer au passage ultérieur du courant : les électrodes se sont polarisées.*

Quelle est la nature de ce phénomène de polarisation? Diffère-t-il complètement de l'électrolyse proprement dite et consiste-t-il simplement en une charge électrique des électrodes, ou bien, au contraire, est-il accompagné de réactions chimiques, mais de si courte durée et mettant en jeu des quantités de matières si faibles que les analyses chimiques sont impuissantes à les déceler?

La résolution de ce problème a préoccupé un très grand nombre de chercheurs. *A priori*, il semble difficile de faire une distinction nettement tranchée entre phénomènes physiques et phénomènes chimiques, car on conçoit difficilement le passage du courant à travers l'électrolyte sans l'existence simultanée de réactions chimiques: c'est précisément la superposition de ces deux ordres de phénomènes qui rend très complexe l'étude de la polarisation et fait que, malgré le grand nombre des travaux qui lui ont été consacrés, on en connaît encore mal le mécanisme et les phénomènes intimes. Les différents auteurs ont dû se placer à des points de vue particuliers : les uns se sont attachés à la mesure exacte des quantités d'électricité qui traversent le voltamètre pendant le passage du courant variable. D'autres ont fait porter plus particulièrement leurs recherches sur ce qu'ils ont appelé limite entre la polarisation et l'électrolyse, s'efforçant de préciser la force électromotrice pour laquelle les produits de la décomposition peuvent apparaître. La multiplicité de ces recherches a eu pour résultat la création de plusieurs théories différentes auxquelles on peut rattacher, en les groupant, les expériences les plus importantes.

*Différentes théories.* — *A*. Au moment où le courant variable prend

fin, il existe entre les électrodes, supposées de même nature, une différence de potentiel qui s'oppose à celle de la source. Le courant variable produit donc le même effet que le courant de charge d'un condensateur qui porte les armatures à une différence de potentiel égale à celle de la pile de charge. Il suffit de mettre les deux électrodes du voltamètre en court-circuit pour obtenir un courant de décharge analogue à celui que fournit un condensateur dont on réunit les deux armatures. Comme les condensateurs, les voltamètres présentent le phénomène bien connu des résidus. Il y a donc, au moins en apparence, une analogie frappante entre les condensateurs électrostatiques et les voltamètres auxquels, pour cette raison, on a donné autrefois le nom de *condensateurs électrolytiques*.

*B*. Les expérimentateurs qui ont envisagé la polarisation uniquement au point de vue de cette analogie ne se sont point préoccupés de savoir à quel moment les produits de l'électrolyse apparaissent aux électrodes. Cette apparition ne peut avoir lieu que lorsque la force électromotrice appliquée est suffisante pour fournir le travail nécessaire à la décomposition de l'électrolyte. Les principes de la thermodynamique permettent sinon de calculer exactement à l'avance cette force électromotrice minima, du moins d'étudier ses variations quand les conditions extérieures varient. Elle dépend en effet de la température, de la pression, de la quantité de gaz dissous dans le liquide et dans les électrodes. En se fondant sur les principes de la thermodynamique, sur les propriétés de la fonction qu'il a appelée *énergie libre*, Helmholtz a montré comment cette force électromotrice doit varier avec la pression.

*C*. En appliquant les principes fondamentaux de la théorie des ions, on peut se représenter le mécanisme par lequel les différents éléments peuvent passer de l'état d'ion à l'état de matière. En introduisant dans la science la notion de *pression de dissolution*, M. Nernst a réussi à donner une image des phénomènes électrolytiques en quelque sorte plus tangible que ne l'avait fait Helmholtz, en appliquant à la polarisation sa théorie générale de la couche double.

*D*. En réalité, avant l'électrolyse visible, des réactions chimiques sont déjà possibles : aucune électrode ne peut être considérée comme véritablement inattaquable par l'électrolyte ou imperméable aux gaz électrolytiques. M. Berthelot a appelé l'attention des physiciens sur l'existence d'hydrures métalliques, qui peuvent jouer un rôle capital dans les phénomènes de polarisation, et M. Bouty, en étudiant les

résidus à grande période que présente un voltamètre polarisé, a montré qu'en fait on doit le considérer plutôt comme un accumulateur associé à un condensateur que comme un condensateur parfait. Helmholtz attribue le courant permanent précédemment défini à une véritable électrolyse due à la présence de l'air et des gaz dissous dans l'électrolyte. Il y a donc aussi une véritable *théorie électrochimique* de la polarisation : il semble bien probable, sinon certain, que les électrodes ont subi des actions chimiques permanentes, bien avant l'électrolyse visible, et pourtant, malgré le grand nombre de travaux qui ont été consacrés à la polarisation en général (¹), ces phénomènes chimiques de courte durée n'ont pas été encore soumis à une étude systématique. Les différents expérimentateurs ont utilisé les deux instruments dont ils disposaient, électromètre et galvanomètre, et il semble qu'ils en aient actuellement tiré les résultats les plus importants qu'on en peut attendre. D'ailleurs la plupart d'entre eux ne se sont attachés qu'à l'étude du courant permanent. C'est au contraire en étudiant le courant variable que les physiciens pourront pénétrer plus intimement dans le mécanisme des phénomènes de polarisation. C'est dans ce but qu'ont été imaginées les méthodes ingénieuses de M. Blondlot (²) et de M. Bouty (³). Leurs résultats permettent de construire la courbe $i = f(t)$, qui représente les variations de l'intensité du courant traversant le voltamètre, en fonction du temps; mais on ne peut obtenir ce tracé que d'une façon indirecte et par points. Grâce à l'oscillographe de M. Blondel, j'ai pu suivre les variations du courant et obtenir la courbe $i = f(t)$ par inscription directe; c'est l'étude du courant variable qui a fait le principal objet de mes recherches. Les résultats auxquels j'ai été conduit m'autorisent à dire qu'il n'existe pas de différence tranchée entre la polarisation et l'électrolyse et qu'il y a au contraire continuité absolue entre ces deux phases d'un seul et même phénomène.

### MÉTHODES EXPÉRIMENTALES.

Toutes les méthodes que j'ai employées se réduisent en somme à placer dans le même circuit le voltamètre en expérience V, un appa-

(¹) La Bibliographie complète de cette question figure dans ma thèse (p. 1 à 9), Gauthier-Villars, Paris, 1904.

(²) Blondlot, thèse de doctorat, Gauthier-Villars, Paris, 1881; — *J. de Phys.*, 1re série, t. X, p. 277, 333, 434; 1881.

(³) Bouty, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. III, p. 145; 1894.

reil permettant de mesurer l'intensité du courant G, une source électrique à forces électromotrices variables (*fig.* 1). Ces forces électromotrices sont fournies par une dérivation prise sur le circuit d'un accumulateur A fermé sur deux résistances R et R'. Aux bornes de la résistance R sont fixées les extrémités de la dérivation comprenant le voltamètre et l'appareil de mesure d'intensité.

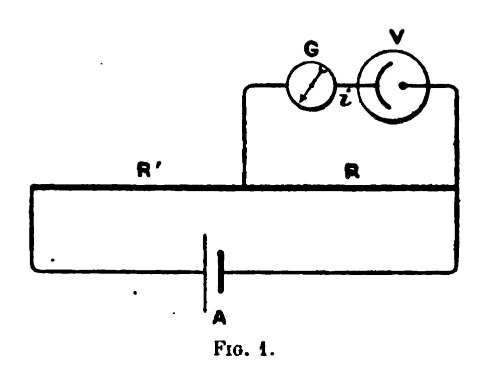


Fig. 1.

Je mesurais la différence de potentiel entre les électrodes du voltamètre en employant la méthode bien connue de compensation, soit sous la forme du pont à fil, méthode imaginée par M. Pellat, soit sous la forme que lui a donnée M. Bouty. Je prenais comme étalons de force électromotrice des éléments Latimer-Clark, Gouy et Weston, dont l'un avait été mesuré avec soin à l'aide de l'électrodynamomètre absolu de M. Pellat. Ces éléments n'ont pas varié de 0,001 volt dans l'intervalle de trois années.

Le voltamètre, placé dans un bon thermostat, était maintenu à température constante pendant toute la durée des expériences.

*Différentes méthodes.* — L'appareil servant à mesurer l'intensité a été, suivant la nature des expériences, un galvanomètre ou l'oscillographe de M. Blondel. Pour étudier, comme l'ont fait déjà plusieurs expérimentateurs, le courant permanent, il suffit de placer dans le circuit du voltamètre, en série avec lui, un galvanomètre convenablement shunté. Cette méthode portera dans la suite de ce travail le nom de *méthode galvanométrique*. Pour suivre, au contraire, aussi rapidement que possible les variations d'intensité, j'ai employé la *méthode de l'oscillographe*. Enfin, il m'a souvent été utile de connaître la quantité d'électricité traversant le voltamètre pendant un temps déterminé : j'ai dû recourir pour cela à la *méthode balistique*.

## 1° *Méthode galvanométrique.*

Le galvanomètre que j'ai le plus souvent utilisé était un galvanomètre Thomson de grande sensibilité, shunté par une faible résistance. Le circuit total du voltamètre et du galvanomètre était ainsi à faible résistance, condition essentielle pour que le courant variable prenne fin le plus rapidement possible. Dans le cas fréquent où je devais faire mes mesures au voisinage d'électro-aimants et de moteurs dont on verra plus loin l'utilité et qui auraient influencé les aimants du galvanomètre Thomson, j'ai fait usage d'un galvanomètre à cadre Hartmann et Braun, genre Deprez-d'Arsonval; sa sensibilité est à peu près équivalente à celle du Thomson, et il présente en outre l'avantage de pouvoir être utilisé au voisinage d'électro-aimants.

## 2° *Méthode de l'oscillographe.*

*Principe de l'appareil.* — L'oscillographe bifilaire de M. Blondel est le plus sensible qui ait été construit jusqu'ici; il est formé essen-

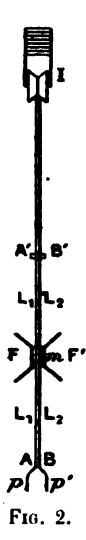



Fig. 2.

tiellement par deux lames prismatiques à section rectangulaire $L_1$, $L_2$, verticales, traversées en sens inverse par le courant à étudier et fortement tendues dans un champ magnétique puissant. Un petit

miroir *m*, de surface inférieure à 1 millimètre carré, est collé à cheval sur les lames dans leur partie médiane. Sous l'influence du champ, l'équipage formé par l'ensemble des lames (équipage bifilaire) subit une torsion autour de la verticale moyenne comprise entre les deux lames. Le *Journal de Physique* a publié déjà la description complète des oscillographes de M. Blondel, ainsi que leur théorie [1]. On sait que, les déplacements du miroir étant très rapides, il est indispensable d'inscrire les déviations par la méthode photographique; la petitesse du miroir nécessite l'emploi de différents artifices pour y concentrer le plus de lumière possible. On emploie comme source lumineuse l'arc électrique : le faisceau concentré dans la direction de la fente verticale F au moyen d'un condenseur (lentille cylindrique *l* à génératrices horizontales) tombe sur le petit miroir *o*, derrière une lentille convergente (*fig.* 3). Les rayons réfléchis par le miroir traversent une

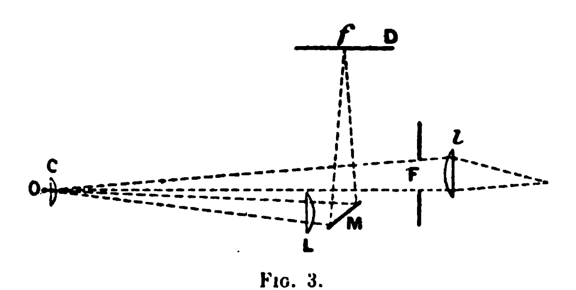



Fig. 3.

large lentille cylindrique L à génératrices horizontales, qui réduit l'image conjuguée de la fente par rapport à la lentille *c* à un point lumineux très étincelant, malgré les petites dimensions du miroir de l'oscillographe (dispositif de Boys). Pour faciliter l'observation, le faisceau est renvoyé verticalement par un miroir plan M et forme l'image définitive *f*, point très lumineux, sur la glace dépolie D.

*Courbes d'inscription.* — Sous l'action du courant, le miroir se déplace autour d'un axe vertical; un faisceau lumineux tombant sur le miroir est réfléchi dans un plan horizontal, et le point lumineux décrit sur la plaque D une droite horizontale II′ perpendiculaire au plan de la figure. Le déplacement dépendant de l'intensité du courant, la droite II′ est l'axe des déviations ou des intensités. D'autre part, si l'on fait tourner le miroir *m* autour d'un axe horizontal,

---

(1) A. Blondel, *Sur les oscillographes* (*J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 273 ; 1902).

c'est-à-dire perpendiculaire au plan de la figure, le rayon réfléchi se déplacera dans le plan même de la figure, et l'image lumineuse décrira un arc de cercle ayant pour centre le centre du miroir tournant et pour rayon la distance du miroir à la glace dépolie. Cet arc peut être confondu avec sa tangente située dans la

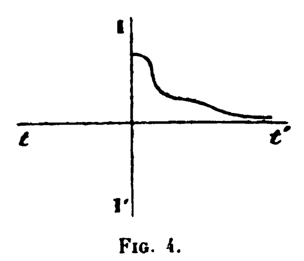


Fig. 4.

plaque D qui sera l'axe des temps TT' (*fig.* 4). De la vitesse de rotation du miroir on peut déduire en effet la longueur que décrit le point lumineux pendant l'unité de temps. Si l'on fait tourner le miroir *m* pendant que le miroir O oscille, le point lumineux décrira une courbe représentant les variations de l'intensité en fonction du temps. Pour l'étude des phénomènes périodiques, on pourrait se contenter d'observer directement la forme des courbes qui se reproduisent sur la plaque dépolie à chaque rotation du miroir ; on peut aussi les inscrire en remplaçant la plaque dépolie par une plaque photographique. Cette dernière méthode est la seule possible lorsqu'on étudie, comme nous nous le sommes proposé dans ce travail, un phénomène instantané et non périodique ; la rapidité des déplacements exige l'emploi de plaques très sensibles et de révélateurs très puissants.

Pour savoir comment varie l'intensité avec le temps, il faut graduer l'appareil en ampères et secondes, c'est-à-dire déterminer la longueur qui correspond sur l'axe des temps à la seconde et sur l'axe des intensités à l'ampère.

*Graduation de l'axe des temps en secondes.* — Le miroir *m* est mis en mouvement de l'extérieur au moyen d'un petit moteur électrique qui lui communique un mouvement suffisamment uniforme pendant toute une série de mesures, quand les accumulateurs qui le mettent en mouvement sont suffisamment bien chargés. Au cours des expériences, il est bon de vérifier constamment l'uniformité du mouvement de rotation en comptant le temps nécessaire au miroir pour exécuter

une trentaine de tours. La vitesse la plus généralement employée est voisine de 2 secondes par tour. Connaissant la distance de l'axe du miroir à la plaque, 185 millimètres, on en déduit par un calcul simple la longueur correspondant au centième de seconde sur l'axe des temps. On peut aussi, plus exactement et plus commodément, graduer l'axe des temps en inscrivant le courant excitateur de diapasons étalonnés. A chaque vibration complète du diapason, le courant excitateur est interrompu ; la courbe représentant l'intensité $i = f(t)$ est une courbe périodique de même période que celle du diapason. Pour la vitesse de rotation $1^s,75$, le calcul indique $13^{mm},2$ pour la longueur représentant le centième de seconde ; en inscrivant le courant excitateur d'un diapason à 100 vibrations par seconde, j'ai obtenu des concamérations de longueur égale à $13^{mm},1$. L'accord est tout aussi complet pour les différentes vitesses. On peut donc être assuré de l'exactitude des graduations faites par l'une ou l'autre de ces deux méthodes. Lorsque l'oscillographe possède deux équipages mobiles, on met l'un d'eux dans le circuit d'expérience, le second dans le circuit excitateur d'un diapason, et l'on inscrit sur une même plaque la courbe d'expérience et la courbe du diapason. Cette méthode est de beaucoup la plus exacte pour la mesure du temps.

J'ai d'ailleurs toujours pris la précaution de faire, au début et à la fin d'une série de mesures, deux clichés témoins correspondant à un phénomène bien déterminé, afin de m'assurer par la coïncidence des courbes inscrites que ni la vitesse ni aucun autre facteur des mesures n'avait été modifié au cours de l'expérience.

*Graduation de l'axe des intensités en ampères.* — Pour graduer l'axe des intensités en ampères, j'ai fait passer dans le bifilaire des courants d'intensité connue : les déviations de l'équipage sont proportionnelles à l'intensité du courant jusqu'à 5 milliampères environ. Pour un courant de 0,001 ampère, elle est exactement de 5 millimètres ; on peut donc lire les dix-millièmes et apprécier les vingt-millièmes d'ampère (déviation de $0^{mm},25$). En renversant le sens du courant dans le bifilaire ou le sens du champ, on obtient des déviations en sens inverse égales aux premières. Les plus grands écarts observés ont été de $0^{mm},2$ pour des déviations de 35 millimètres, c'est-à-dire des courants de 7 milliampères.

On peut obtenir une sensibilité supérieure à la précédente en diminuant le nombre des vibrations propres du bifilaire, qui était de 5000 environ pour les équipages que j'employais. Mais déjà cette

sensibilité est suffisante pour que l'oscillographe de M. Blondel, primitivement destiné à l'étude des courants industriels, puisse être employé avec fruit dans les recherches précises de laboratoire. Une fois les réglages effectués avec soin, son fonctionnement est d'une parfaite régularité. Il suit les moindres variations d'intensité : c'est ainsi que de petites vibrations des commutateurs à l'ouverture ou à la fermeture des circuits sont enregistrées sur les clichés. La *fig.* 5 représente le courant excitateur d'un diapason à 100 variations

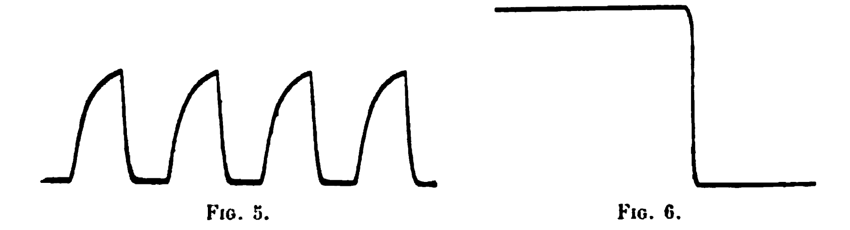


Fig. 5. Fig. 6.

par seconde ; la *fig.* 6 reproduit l'établissement d'un courant constant sans self appréciable. Pour ces deux clichés, la vitesse de rotation du miroir tournant était la même ; on voit donc que, pour un courant constant, la déviation de l'équipage atteint sa valeur permanente en moins de 0,001 seconde.

*Emploi d'un relais.* — Le phénomène de polarisation devait se produire par commutation automatique au moment même où le faisceau lumineux, réfléchi par le miroir tournant, passait sur la plaque photographique. Pour réaliser cette condition, j'ai employé le dispositif suivant : sur l'axe du miroir tournant est fixée une rondelle de fibre munie d'une petite plaque métallique en communication permanente avec l'axe et l'un des pôles d'une batterie de piles Leclanché ; un ressort en relation avec le second pôle de la pile s'appuie sur le cylindre isolant de fibre et ferme le circuit de la pile, en touchant la plaque métallique au moment précis où le faisceau réfléchi arrive sur la plaque photographique. Au moyen d'un commutateur à godets de mercure, on peut placer dans ce circuit soit une sonnette électrique, soit un relais polarisé. Si l'on met la sonnette dans le circuit, elle tintera toutes les fois que le faisceau lumineux passera sur la plaque, c'est-à-dire à chaque tour du miroir tournant ; par ce procédé, même en travaillant dans l'obscurité, on pourra compter aisément les tours du miroir tournant.

Le relais est constitué par un électro-aimant polarisé de Hugghes, c'est-à-dire un aimant permanent dont les pièces polaires communiquent avec les deux noyaux de fer doux de deux électro-aimants. L'aimant permanent communique aux noyaux de fer doux une aimantation suffisante pour qu'ils retiennent soulevé un levier d'aluminium muni d'un contact de fer. En lançant le courant de la pile dans un

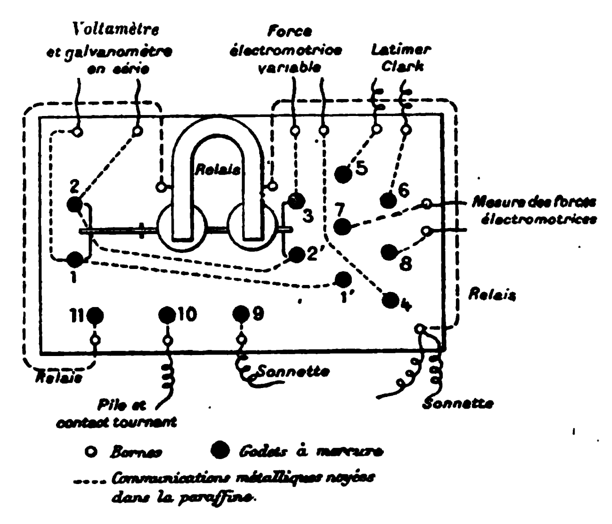



Fig. 7.

certain sens dans les bobines de l'électro-aimant, on détruit l'aimantation des noyaux, et le levier retombe. Si alors on inverse le sens du courant dans les bobines, l'aimantation est au contraire augmentée et le levier peut être attiré et soulevé. Il est ensuite retenu par l'aimant permanent, même lorsque le courant a pris fin. Le levier, mobile autour d'un axe, porte à ses deux extrémités deux ponts métalliques réglés de façon à mettre les deux électrodes du voltamètre en court-circuit quand le levier est abaissé, et à établir, au contraire, entre les électrodes une différence de potentiel lorsqu'il est relevé. Pour rendre les manipulations plus commodes, j'ai réuni les différents commutateurs dans une même boîte à paraffine, qui sert à la fois de support et d'isolant (*fig.* 7).

*Manipulations.* — Pour mettre une expérience en marche, il suffit d'effectuer les opérations suivantes dans l'ordre indiqué :

1° Lancer le courant électrique du secteur dans l'arc du projecteur

et effectuer le réglage optique. (Ce réglage étant fait une fois pour toutes, il suffit dans les opérations successives de toucher aux charbons pour redonner à l'image lumineuse un éclat suffisant.) Remplacer la plaque dépolie par un châssis $9 \times 12$ chargé et fermé;

2° Exciter l'électro-aimant de l'oscillographe en s'assurant à l'aide d'un ampèremètre que l'intensité est d'environ 5 ampères;

3° Animer le petit moteur actionnant le miroir tournant et placer le pont 1'-4, qui introduit la source à force électromotrice variable, dans le circuit du voltamètre. Pendant ces opérations préliminaires, le levier relevé maintient les deux électrodes du voltamètre au même potentiel par le pont 1-2;

4° Placer le pont 9-10, qui met là sonnette dans le circuit du contact tournant et des piles Leclanché. Chaque fois que le faisceau lumineux passe sur le châssis, un coup de sonnette retentit. Après avoir entendu un coup de sonnette, dévoiler rapidement le rideau du châssis et attendre le coup de sonnette suivant : l'oscillographe n'est parcouru à ce moment par aucun courant, et le point lumineux décrit sur la plaque photographique la ligne de zéro des intensités ou axe des temps. Aussitôt après avoir entendu le deuxième coup de sonnette, établir la communication 10-11 [1]. Le relais est alors dans le circuit et au tour suivant du miroir le déclenchement du levier se produit, le pont 3-2' établit une différence de potentiel entre les électrodes, et la plaque photographique inscrit la courbe de charge du voltamètre. Aussitôt après le déclenchement, fermer le rideau du châssis et interrompre les circuits du projecteur, du moteur et du relais;

5° Mesurer la force électromotrice de polarisation en établissant les ponts 3-7 et 8-4, qui opposent à la différence de potentiel entre les deux électrodes la différence de potentiel fournie par le compensateur de M. Bouty, l'électromètre capillaire étant pris comme instrument de zéro, et enfin étalonner ce compensateur au moyen des ponts 7-5 et 8-6, qui lui opposent un élément étalon Latimer-Clark.

*Durées variables de polarisation.* — Le même dispositif permet

---

[1] Toutes ces opérations devant être effectuées dans un temps très court, pour éviter que l'arc soit déréglé, les ponts sont tous disposés sous la main de l'opérateur, qui peut ainsi effectuer toutes les commutations en une seconde environ. En particulier, les ponts 9-10 et 10-11 font partie d'un commutateur à bascule qui se manœuvre par un choc brusque.

aussi de faire varier à volonté et de quantités connues la durée de la polarisation.

Il suffit après le déclenchement du levier de replacer le pont 9-10 en conservant toutes les autres connexions et de compter les tours du miroir par les coups de sonnette ; on connaît ainsi le temps pendant lequel le voltamètre a été polarisé. Lorsqu'il s'est écoulé un temps suffisant, on change le sens du courant dans le relais au moyen d'un inverseur Bertin : on supprime 9-10 en rétablissant 10-11. Au tour suivant du miroir, le levier est attiré et les électrodes sont mises en court-circuit.

On peut de cette façon inscrire sur une même plaque photographique le courant de charge du voltamètre au moment de la chute du levier et son courant de décharge au moment où il se relève.

Cette dernière manipulation exige un réglage délicat : le poids du levier doit être assez léger pour qu'il puisse être attiré par l'électro-aimant du relais et assez lourd pour pouvoir tomber au moment de l'inversion du courant. Pour satisfaire à ces conditions, on alourdit ou on allège le levier d'aluminium en le munissant d'un petit cavalier de plomb convenablement placé (1).

### 3° *Méthode balistique.*

J'ai employé un galvanomètre Hartmann et Braun, qui se prête particulièrement bien aux mesures balistiques, et un interrupteur-pendule à contact frottant, analogue à celui de M. Blondlot, me permettant de réaliser des fermetures d'environ un ou deux dixièmes de seconde (2). Un dispositif spécial me permettait d'employer la méthode balistique à la fin d'un cycle d'opérations, c'est-à-dire après avoir polarisé et dépolarisé le voltamètre un certain nombre de fois.

*Observation directe.* — Quelle que soit la méthode employée, j'ai souvent complété les observations en regardant attentivement au microscope, après chaque mesure, l'électrode polarisable pour m'as-

---

(1) Lorsqu'on n'a pas d'oscillographe à sa disposition, on peut néanmoins obtenir déjà des renseignements utiles, surtout pour des expériences de comparaison, à l'aide d'un galvanomètre Deprez-d'Arsonval à courte période d'oscillation, à condition d'utiliser encore la méthode photographique. On ne peut pas espérer obtenir ainsi la véritable forme des courbes de polarisation ; on peut du moins constater si, dans plusieurs expériences consécutives, les courbes restent identiques entre elles ou se modifient.

(2) Voir la thèse de M. Blondlot, *loc. cit.*

surer optiquement que les expériences étaient bien faites au-dessous de la force électromotrice nécessaire à l'électrolyse visible, et pour noter aussi exactement que possible le moment où les premières bulles se forment.

### ÉLECTRODES DE PLATINE.

Mes expériences ont porté surtout sur des solutions d'acide sulfurique et d'acide chlorhydrique de diverses concentrations.

1° En me plaçant dans les mêmes conditions que M. Blondlot, c'est-à-dire en réduisant autant que possible la résistance du circuit d'expériences, prenant comme force électromotrice variable une dérivation sur un pont à corde de très faible résistance, j'ai obtenu avec l'oscillographe des courbes d'inscription identiques à celles qu'indique M. Blondlot. Si l'on veut étudier non plus les capacités initiales, c'est-à-dire les plus petites quantités d'électricité capables d'amener les électrodes du voltamètre à une différence de potentiel déterminée, mais la façon dont l'intensité varie avec le temps, il y a, au contraire, intérêt à augmenter la résistance pour opérer sous faible intensité. En faisant varier l'intensité du courant de charge à force électromotrice constante, j'ai également vérifié que la polarisation à un instant déterminé dépend de l'intensité du courant initial, et qu'une électrode se polarise d'autant plus vite que la résistance est moins grande, conformément à la loi énoncée par M. Bouty [1] : *la polarisation des électrodes de platine n'est que le résultat du passage d'un courant qui traverse d'abord le voltamètre avec la pleine intensité déterminée par la force électromotrice extérieure et la résistance totale employées. — L'oscillographe permet d'étendre la loi que M. Bouty avait énoncée pour des courants ne variant que lentement avec le temps à des courants ne durant que quelques millièmes de seconde.*

2° *Il existe une dissymétrie entre les polarisations de l'anode et de la cathode : la polarisation cathodique est toujours plus rapide que la polarisation anodique.* Pour rendre manifeste cette différence, j'ai utilisé deux électrodes de dimensions très différentes, un fil fin et une large lame. Nous appellerons dans ce qui suit *courbe de polarisation cathodique* la courbe inscrite par l'oscillographe quand le

---

[1] Bouty, *J. de Phys.*, t. 1, 2e série, p. 346; 1882.

fil fin est pris comme cathode, et *courbe de polarisation anodique* la courbe inscrite par l'oscillographe quand le fil fin est pris comme anode. L'exemple ci-dessous, pris parmi de nombreuses séries de mesures, accuse nettement la dissymétrie.

Les colonnes C sont relatives à la polarisation cathodique, les colonnes A à la polarisation anodique. Les nombres du tableau représentent les intensités du courant exprimées en $0^{amp},0001$, au bout des temps exprimés en millièmes de seconde figurant dans la première colonne.

*Acide chlorhydrique normal.*

(Intensité en $0^{amp},0001$.)

| Temps en millièmes de seconde | $E = 0^{volt},5$ C | R = 62, R' = 188 A | $E = 0^{volt},64$ C | R = 90, R' = 160 A |
|---|---|---|---|---|
| 0. . . . | 42 | 42 | 52 | 51 |
| 1. . . . | 28 | 28 | 34 | 33 |
| 2. . . . | 20 | 20,5 | 28 | 28 |
| 5. . . . | 8 | 9 | 17 | 17 |
| 10. . . . | 5 | 6 | 12 | 13 |
| 20. . . . | 3 | 4 | 7 | 9 |
| 50. . . . | < 0,25 | 2 | 4 | 7 |
| 100. . . . | » | < 0,5 | 1 | 6 |
| 2000. . . . | » | » | < 0,25 | < 0,25 |

| Temps en millièmes de seconde | $E = 0^{volt},84$ C | R = 100, R' = 150 A | $E = 1^{volt}$ C | R = 250, R' = 250 A |
|---|---|---|---|---|
| 0. . . . | 60 | 60 | 36 | 38 |
| 1. . . . | 40 | 40 | 26 | 32 |
| 2. . . . | 26 | 28 | 20 | 28 |
| 5. . . . | 20 | 24 | 16 | 26 |
| 10. . . . | 19 | 23 | 13 | 25,5 |
| 20. . . . | 17 | 22 | 10 | 25 |
| 50. . . . | 14 | 20 | 7,5 | 24,5 |
| 100. . . . | 8 | 18 | 6,5 | 21 |
| 2000. . . . | < 0,5 | 9 | < 0,25 | 9 |

Ainsi la comparaison [1] entre les courbes de polarisation anodique et cathodique montre que, pour des forces électromotrices très faibles, souvent de l'ordre du dixième de volt, les électrodes de platine se comportent de *façon toute différente suivant qu'elles sont anode ou cathode.*

---

[1] Je me contente de donner ici un exemple numérique relatif aux faits énoncés. J'ai multiplié ces exemples dans mes trois *Mémoires des Annales de Chimie et Physique.*

Ainsi, sans pousser plus loin l'analyse du phénomène, on peut déjà affirmer que la polarisation d'un voltamètre n'est pas complètement analogue à la charge d'un condensateur : si l'on admet que la polarisation est due seulement à une couche double formée par des ions chargés d'électricité s'accumulant le long des électrodes, on conçoit difficilement qu'il existe une semblable dissymétrie suivant que les ions sont chargés positivement ou négativement. On en trouve plus facilement l'explication si l'on admet, avec M. Berthelot, l'existence d'hydrures et aussi d'oxydes de platine dont la chaleur de formation est considérable. Bien avant que l'électrolyse permanente puisse avoir lieu, les électrodes sont déjà modifiées par des réactions secondaires, dont les vitesses peuvent être très différentes ; l'hydrogène, qui, d'après des expériences connues, est absorbé par le platine beaucoup plus vite que les autres gaz, devra se comporter autrement que l'oxygène.

La modification superficielle de l'électrode exigera, suivant la nature des ions en présence, un temps plus ou moins long avant que la force contre-électromotrice qui en résulte soit suffisante pour réduire l'intensité du courant à une valeur très faible. Les ions, au moment où ils passent à l'état de matière, ont une *activité chimique* considérable. Le chlore électrolytique, notamment, attaque encore plus vivement le platine que l'oxygène. Aussi, dans le cas de la polarisation anodique du platine dans l'acide chlorhydrique, le courant variable doit conserver, pendant un temps relativement long, une valeur notable ; c'est bien ce qu'indiquent les nombres ci-dessus.

Il n'est donc pas prématuré de conclure qu'avant l'électrolyse visible *il y a déjà électrolyse invisible et formation de produits chimiques aux électrodes.*

3° *La forme générale des courbes de charge ne varie pas avec la force électromotrice.* Lorsque celle-ci augmente, la polarisation devient de moins en moins rapide, c'est-à-dire que l'intensité du courant conserve une valeur notable pendant un temps de plus en plus long. Mais il n'existe pas de force électromotrice pour laquelle subitement la forme des courbes varie. Il y a donc continuité entre la polarisation et l'électrolyse. Les courbes ci-dessous (*fig.* 8), relatives à l'acide chlorhydrique normal, accusent cette continuité.

4° La méthode galvanométrique montre la même continuité : lorsqu'*on augmente progressivement la force électromotrice, l'intensité du courant varie d'une façon continue.* Si on porte en abscisses les

forces électromotrices, et en ordonnées les intensités du courant qui traverse le voltamètre pour chaque force électromotrice, les courbes obtenues sont continues ; *elles ne sont pas formées de tronçons séparés se coupant sous des angles nets*. Lorsque l'électrolyse franche et visible a lieu, les intensités croissent plus vite, la forme de la courbe s'arrondit ; mais le début de l'électrolyse ne saurait être déterminé avec précision à l'inspection seule de la courbe.

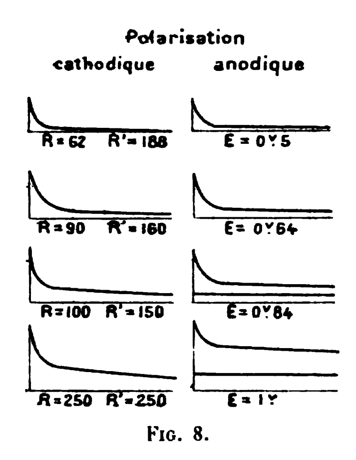



FIG. 8.

Prenons comme exemple le cas d'une solution d'acide sulfurique de densité 1,074. Les colonnes marquées E contiennent les forces électromotrices exprimées en volts, les colonnes marquées δ les déviations du galvanomètre qui sont proportionnelles à l'intensité du courant.

*Acide sulfurique* (densité = 1,074).

| E volt | δ | E volt | δ | E volt | δ |
|---|---|---|---|---|---|
| 1,286 | 4 | 1,489 | 12,4 | 1,581 | 22,5 |
| 1,378 | 6 | 1,507 | 14 | 1,600 | 25,5 |
| 1,415 | 7,6 | 1,526 | 15,6 | 1,617 | 29 |
| 1,452 | 10 | 1,544 | 17,5 | 1,635 | 33 |
| 1,471 | 11,2 | 1,562 | 20 | 1,654 | 38 |

Électrolyse à $1^{volt},56$

Dans la portion gauche, il est impossible, même au microscope, d'apercevoir la moindre bulle gazeuse ; dans la partie droite, au contraire, l'électrolyse permanente se produit. Le dégagement apparent des bulles a certainement lieu au voisinage du coude, confor-

mément à l'opinion des divers expérimentateurs, mais l'observation seule de ces courbes ne saurait suffire à déterminer d'une façon précise la force électromotrice pour laquelle l'électrolyse visible commence. J'ai eu recours à l'emploi simultané du galvanomètre et du microscope : il devient ainsi possible de déterminer la force électromotrice pour laquelle les bulles éclatent à 0v,05 près.

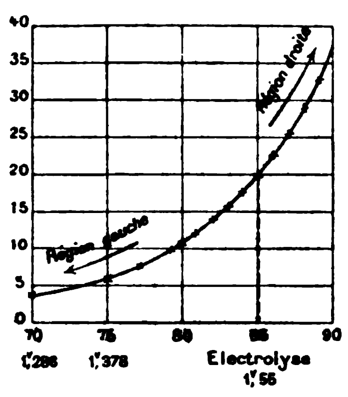


FIG. 9.

5° Pour les solutions d'acide sulfurique dans l'eau, *l'électrolyse commence, quelle que soit la concentration, entre 1v,55 et 1v,57*. Le début de l'électrolyse franche ne semble donc pas dépendre de la concentration (1).

6° Il en est tout autrement pour les solutions d'acide chlorhydrique. *La force électromotrice de l'électrolyse* (force électromotrice pour laquelle l'électrolyse franche a lieu) *varie dans de larges limites quand la concentration varie* (2).

*Électrolyse de l'acide chlorhydrique.*

| Densité de la solution | Force électromotrice de l'électrolyse | Densité de la solution | Force électromotrice de l'électrolyse |
|---|---|---|---|
| 1,001 | 1,63 | 1,025 | 1,07 |
| 1,003 | 1,59 | 1,030 | 0,99 |
| 1,010 | 1,34 | 1,050 | 0,92 |
| 1,020 | 1,145 | 1,080 | 0,82 |

(1) Ces résultats sont conformes à ceux de MM. Le Blanc et Caspari. Voir *Ann. de Chim. et de Phys.* — Thèse de doctorat, Gauthier-Villars, Paris, 1904, p. 4, 6, et 48 à 55.

(2) Ces résultats sont conformes à ceux de MM. Le Blanc et Caspari. Voir *Ann. de Chim. et de Phys.* — Thèse de doctorat, Gauthier-Villars, Paris, 1904, p. 4, 6, et 48 à 55.

7° Dans le cas où les électrodes de platine ne sont pas de même surface, *la force électromotrice pour laquelle des bulles gazeuses se dégagent varie avec le rapport des surfaces des deux électrodes.* Ainsi, conformément aux observations de MM. Bartoli, Sokolow, Glaser (¹), on voit se dégager des bulles d'hydrogène, pour une force électromotrice très peu supérieure à 1 volt, sur une cathode formée par un fil fin, si on a soin de prendre pour anode une très large lame de platine. J'ai également observé le dégagement d'oxygène sur le fil lorsqu'on le prend pour anode.

8° Au premier abord, *il semble que, dans ces conditions, la courbe galvanométrique accuse une véritable discontinuité au voisinage de la force électromotrice 1 volt.* L'intensité varie si brusquement qu'on obtient deux tronçons de courbes se coupant suivant un angle net. En réalité, cette discontinuité n'est qu'apparente.

Afin d'obtenir la plus grande intensité possible, j'ai réduit la résistance du circuit à 4 ou 5 ohms au maximum, condition essentielle pour que ces phénomènes se présentent d'une façon nette. J'ai alors observé les faits suivants : dès qu'on atteint les forces électromotrices de l'ordre de $0^v,7$ ou $0^v,8$, le galvanomètre indique une grande déviation initiale correspondant à un courant intense. *Ce courant est variable, mais ne diminue que très lentement avec le temps :* aussi, si la résistance du circuit n'est pas très faible, la diminution d'intensité sera tellement lente qu'on pourra croire le régime permanent atteint. Dans ce dernier cas, la courbe obtenue en portant en abscisses les forces électromotrices, et en ordonnées les déviations du galvanomètre, présente un angle à la force électromotrice de $1^v,08$. Cet angle est dû uniquement à ce qu'on fait la lecture du galvanomètre avant que le régime permanent soit atteint. Si l'on attend suffisamment longtemps, plusieurs minutes, même dans le cas où le circuit est peu résistant, la courbe devient beaucoup plus régulière, et l'angle s'arrondit ; c'est ce qui ressort visiblement des tableaux de nombres suivants dans lesquels sont inscrites les déviations après 30 secondes, 2 minutes et 5 minutes.

---

(¹) Voir Roszé, thèse de doctorat ; bibliographie, p. 1 à 9, et historique.

*Acide sulfurique (solution décinormale).*

(Polarisation cathodique.)

| Force électromotrice volts | Déviation du galvanomètre au bout de 30 secondes | 2 minutes | 5 minutes |
|---|---|---|---|
| 0,370 | 9 | 8 | 7 |
| 0,409 | 12,5 | 10 | 9 |
| 0,461 | 16 | 13 | 12 |
| 0,509 | 18 | 16 | 14 |
| 0,533 | 21 | 17 | 15 |
| 0,562 | 26 | 19 | 16 |
| 0,600 | 30 | 21 | 18,5 |
| 0,659 | 34 | 26 | 22 |
| 0,750 | 40 | 30 | 26 |
| 0,842 | 45 | 34 | 31 |
| 0,936 | 57 | 40 | 38 |
| 1,032 | 100 | 63 | 52 |
| 1,078 | 150 | 86 | 58 |
| 1,125 | 200 | 130 | 64 |

*Acide sulfurique* $\frac{1}{10}$ *normal.*

(Électrodes dissymétriques, polarisation cathodique.)

I. Déviations après 30 secondes
II. — 2 minutes
III. — 5 minutes.

Les courbes de la *fig.* 10 montrent bien que, même au voisinage de 1 volt, les phénomènes de polarisation varient d'une façon continue quand la force électromotrice augmente : l'angle, si accentué quand les déviations sont notées au bout d'un temps court, le devient de moins en moins si l'on attend un temps suffisant avant de faire les lectures.

9° On prend souvent une très large électrode et un fil fin dans l'espoir de pouvoir négliger la polarisation de la large lame, par rapport à celle du fil. Dans un grand nombre de cas, par exemple dans la mesure des capacités de polarisation, on n'a pas toujours le droit de faire cette approximation. En effet, le courant très intense que l'on observe, dans les premiers instants, est dû précisément à la présence d'une très large lame. On se tromperait totalement en admettant que ce courant ne sert qu'à polariser la petite électrode.

L'électrode de petite dimension est complètement polarisée au bout d'un temps très court, aussitôt qu'elle a absorbé à saturation le gaz électrolytique. La large électrode, au contraire, continue à absorber le second gaz jusqu'à ce qu'elle soit elle-même saturée. *Il se produit donc pendant plusieurs minutes un courant servant à polariser la large électrode.* Ce fait important prouve qu'il n'est pas possible de négliger la polarisation de cette large électrode. En réalité, elle intervient pour une très grande part dans la capacité de polarisation du voltamètre.

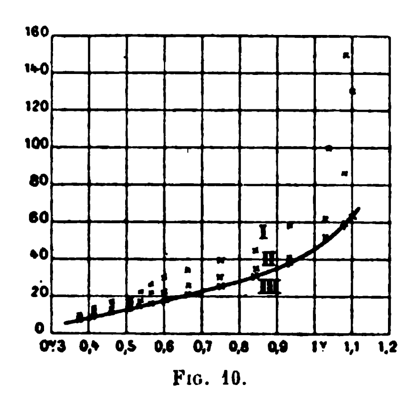



Fig. 10.

10° On peut observer facilement le dégagement de fines bulles, qui se produit au voisinage de 1 volt, à l'aide d'un microscope. Au bout de très peu de temps, quelques secondes à peine, si la pointe est très fine, le dégagement cesse ; on peut alors remuer l'électrode afin de chasser les bulles ; on peut agiter le liquide, secouer l'électrode large, l'électrolyse ne reprend pas. C'est ce phénomène qu'ont décrit d'abord M. Bartoli et plus tard M. Sokolow. Ces physiciens ont observé qu'après avoir cessé, le dégagement gazeux pouvait reprendre, pourvu qu'on interrompe le courant pendant quelque temps ou bien encore qu'on change le sens du courant ; mais ils n'ont point précisé la cause du phénomène.

En fait, il suffit, *pour que l'électrolyse reprenne, de sortir l'électrode large, de la chauffer et de la plonger à nouveau après l'avoir laissé refroidir.* Le galvanomètre intercalé dans le circuit dévie brusquement au moment où l'on plonge la lame et le spot ne revient au zéro qu'après plusieurs minutes. Bien que la petite électrode soit toujours polarisée, des bulles se forment : en effet, il se produit nécessaire-

ment un courant servant à polariser la large lame, tandis que, la petite électrode toujours saturée ne pouvant absorber plus de gaz, des bulles peuvent se former.

Inversement, si, lorsque tout dégagement a cessé, *on sort la petite électrode et on la chauffe, au moment où on la replonge on n'obtient pas d'électrolyse visible :* l'électrode large restant saturée, il se produit un courant qui sert à polariser la petite ; puis, dès qu'elle est saturée, tout courant cesse. Le galvanomètre interposé dans le circuit dévie brusquement, mais le spot revient presque instantanément au zéro. De même l'électrolyse n'aura pas lieu si, à la place d'une électrode de platine poli, on emploie une lame de platine platiné déjà saturée de gaz : le courant passe pendant le temps nécessaire à la saturation de la petite électrode ; mais, dès que cette saturation est complète, tout courant cesse, et par conséquent il ne se forme pas de bulles.

Si le dégagement gazeux a pour cause, comme nous l'avons annoncé, un phénomène de saturation, il est évident que *l'électrolyse devra durer d'autant plus longtemps que la dissymétrie entre les deux électrodes sera plus prononcée.* Plus la grande électrode sera large, plus l'électrolyse durera longtemps. C'est bien en effet ce que l'expérience vérifie : ayant construit un voltamètre avec une cathode formée d'un fil de 4 millimètres de long et de $0^{mm},2$ de diamètre et une très large anode de $329^{cm},3$ de surface et de $0^{mm},47$ d'épaisseur, toutes deux placées dans un bac contenant plusieurs litres d'eau acidulée par l'acide sulfurique en solution normale, j'ai pu obtenir pendant toute une journée un dégagement de fines bulles gazeuses et recueillir au sommet d'une éprouvette quelques millimètres cubes d'hydrogène. Dans le cas où l'on prend la large lame comme cathode, on obtient à la pointe anode un dégagement de fines bulles d'oxygène très abondant au début, mais qui cesse au bout de très peu de temps. On sait, en effet, d'après les expériences de M. Bouty, que la polarisation par l'oxygène est très lente, tandis que la polarisation par l'hydrogène est très rapide ; mais, d'autre part, la force électromotrice de polarisation par l'oxygène est beaucoup plus grande. La force contre-électromotrice du voltamètre devient donc très grande pour deux raisons : 1° parce que la large lame est rapidement polarisée par l'hydrogène ; 2° parce que la polarisation de la petite électrode par l'oxygène crée une grande force contre-électromotrice.

Tous les phénomènes que j'ai décrits ci-dessus sont particulièrement nets avec l'eau acidulée par l'acide sulfurique au dixième

(solution décinormale). Ils présentent une assez grande régularité pour pouvoir être reproduits à volonté et répétés à plusieurs reprises.

Ils peuvent s'expliquer par les considérations simples que j'ai exposées ci-dessus, sans avoir besoin d'admettre l'existence, dans la solution, d'ions spéciaux ($H^+, O^{--}$) qui passeraient à l'état de matière pour la force électromotrice de 1v,08, tandis que les ions ($H^+$, $OH^-$) ne se dégageraient qu'à la force électromotrice 1v,36.

On s'expliquerait mal, dans cette dernière hypothèse, pourquoi, après avoir commencé, l'électrolyse s'arrête.

Le rôle joué par la large lame explique au contraire entièrement cette particularité.

Pour indiquer que l'électrolyse à 1v,08 est due à l'artifice de la dissymétrie des électrodes et précède l'électrolyse permanente, nous l'avons appelée *électrolyse apparente ou avancée.*

### ÉLECTRODES D'OR ET DE PALLADIUM.

Les expériences faites avec des électrodes d'or et de palladium m'ont confirmé dans l'idée qu'un voltamètre à électrodes formées par ces métaux précieux se comporte comme une véritable pile secondaire pour des forces électromotrices bien inférieures à celle qui produit l'électrolyse visible. Il s'est déjà produit pour ces forces électromotrices *de véritables réactions chimiques et non pas seulement des charges électriques des électrodes.* Les courbes inscrites par l'oscillographe montrent que plus le métal est absorbant, plus l'intensité décroît lentement.

L'or absorbe moins que le platine, et celui-ci moins que le palladium.

Je n'ai pas pu observer avec le palladium l'électrolyse apparente au voisinage de 1 volt. Il aurait fallu pour cela employer comme électrode une lame beaucoup plus large que celle dont je pouvais disposer. Comme le palladium absorbe des quantités énormes d'hydrogène, la large anode était déjà totalement polarisée par l'oxygène bien avant que le fil fin se soit saturé d'hydrogène.

### ÉLECTRODES DE MERCURE (¹).

Il existe quelques différences entre la polarisation des électrodes de platine et celle des électrodes de mercure. Elles tiennent simplement à la nature du mercure et à son état physique.

Ainsi, le mercure s'oxyde et forme facilement des sels au contact des acides ; ces divers composés se forment plus rapidement encore sous l'action du courant électrique, à la surface d'une anode de mercure, et, par suite, la courbe de polarisation anodique doit avoir une allure toute spéciale.

La diffusion des gaz électrolytiques se fait plus rapidement à l'intérieur du mercure, qui est liquide, que dans les métaux solides, et, d'autre part, le mercure dissout beaucoup moins d'hydrogène que le platine et le palladium. Aussi, la courbe de polarisation cathodique du mercure diffère assez notablement, au moins en apparence, de la courbe correspondante du platine.

### POLARISATION ANODIQUE DU MERCURE.

Utilisée comme anode, une électrode de mercure se polarise si lentement que, pour les forces électromotrices un peu élevées, la forme de la courbe fournie par l'oscillographe est tout à fait analogue à la courbe d'établissement d'un courant constant. Pour les petites forces électromotrices, on observe une chute rapide d'intensité suivie d'un courant résiduel. La forme de la courbe se rapproche alors de celle du platine. Pendant toute la durée du passage de ce courant, l'électrode se modifie ; il s'établit une force contre-électromotrice, et au bout d'un certain temps le courant diminue.

Avec de très larges électrodes, le temps est si long qu'on peut presque négliger la polarisation dans des expériences de quelques secondes de durée. La polarisation est au contraire rapide pour des électrodes capillaires ; mais, en mettant dans le circuit de grandes résistances, on peut encore conserver pendant plusieurs secondes un courant à peu près rigoureusement constant. Ainsi, en introduisant dans le circuit une résistance $R + R' = 11110$ ohms, j'ai obtenu pour

(¹) Je passe sous silence les précautions nombreuses qu'il faut prendre pour construire un voltamètre à électrodes de mercure, la distillation et la purification du mercure, qui doit être privé non seulement de métaux étrangers, mais aussi de gaz occlus.

la force électromotrice 0,73 volt un courant constant de 0,0005 ampère pendant plusieurs secondes. Ce sont ces courants de longue durée que M. du Moncel attribuait à un effet de dépolarisation. En réalité, je crois qu'il est préférable de les appeler des courants de polarisation, car c'est seulement lorsqu'ils ont pris fin que l'électrode est polarisée. On réserverait alors le nom de courant de dépolarisation au courant résiduel, qui sert seulement à compenser les pertes par diffusion (1).

POLARISATION CATHODIQUE DU MERCURE.

La courbe de polarisation cathodique inscrite par l'oscillographe diffère totalement de la courbe anodique. La forme générale est indiquée dans la figure ci-dessous (*fig.* 11). On peut la diviser en trois

A B C D I II III

FIG. 11.

portions distinctes : 1° la portion ABC ; 2° la portion CD ; 3° la portion située au delà de D. Cette dernière correspond au courant résiduel, courant de dépolarisation dont l'intensité est trop faible et les variations trop lentes pour qu'on puisse employer utilement l'oscillographe à son étude. Il est nécessaire d'avoir recours au galvanomètre (2). La courbe ABCD tout entière est décrite dans un temps en général inférieur à $\frac{5}{100}$ de seconde ; l'intensité est suffisante pour que l'oscillographe en puisse suivre tous les détails. Les trois portions de courbe ne sont pas délimitées d'une façon absolue. Il y a continuité complète dans les phénomènes de polarisation. Comme il faut s'y attendre, la forme générale de la courbe varie avec la forme des électrodes et la nature de l'électrolyte ; mais elle présente en général deux paliers en AB et CD, dont le second surtout est très accentué. Ces paliers indiquent que l'intensité demeure sensiblement constante

(1) J'ai indiqué, dans les *Ann. de Chim. et de Phys.*, quelques exemples numériques à l'appui de cette opinion, 8e série, t. I, p. 434 ; 1904.
(2) Voir *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8e série, t. I, p. 464 ; avril 1904.

pendant quelques millièmes et quelquefois quelques centièmes de seconde. Dans la suite de l'exposé, j'appellerai toujours le palier AB correspondant au premier passage du courant *premier palier*. Le second palier CD, plus accentué, portera le nom de *palier principal*.

Les phénomènes auxquels correspondent les paliers, bien que ne durant que pendant un aussi court intervalle de temps, sont pourtant d'une parfaite régularité, comme on peut s'en assurer en faisant plusieurs clichés successifs. Dans plusieurs opérations consécutives, les courbes se reproduisent identiques à elles-mêmes. Afin d'analyser les détails de ces phénomènes, qui, à ma connaissance, n'ont jamais été signalés jusqu'ici, j'ai fait varier dans de nombreuses expériences les conditions d'observation, la forme des électrodes, la nature de l'électrolyte, et cherché, par l'étude approfondie de ces courbes, à pénétrer plus intimement dans la connaissance des phénomènes de polarisation.

1° *Effet de surface et effet de volume.* — On peut se convaincre immédiatement que la portion 1 correspond à *un effet de surface*, la portion 2 à un *effet de volume*, en utilisant des cathodes de même surface, mais de volumes différents : l'expérience montre que les portions initiales des courbes correspondantes sont rigoureusement superposables ; en effet, j'ai obtenu plusieurs clichés de comparaison à très grande vitesse, afin de mettre en évidence les moindres différences, en étalant beaucoup la courbe dans le sens de l'axe des temps, et, malgré cela, les portions initiales des courbes ont toujours été superposables. Au contraire, le palier CD tend à s'allonger à mesure que le volume de l'électrode est plus grand. L'effet est faible, mais cependant nettement visible sur tous les clichés que j'ai obtenus dans ces conditions.

2° *Variation de la forme de la courbe avec la surface de la cathode.* — Les courbes de polarisation cathodique ont des ordonnées d'autant plus grandes et des durées totales d'autant plus longues que les surfaces du ménisque sont plus grandes, et, au moins en première approximation, l'allongement semble proportionnel à la surface.

3° *Existence d'un état limite.* — En mettant en court-circuit les électrodes d'un voltamètre déjà polarisé, on pourrait s'attendre, pour les forces électromotrices inférieures à celle de l'électrolyse permanente, à ce que le voltamètre se décharge complètement et revienne à l'état primitif. C'est ce qu'on suppose généralement et, en fait, au bout de quelques instants, le voltamètre n'est plus traversé que par

un courant inappréciable. Pourtant on se tromperait grossièrement en supposant le voltamètre revenu à un état identique à l'état initial : en effet, si à ce moment on charge une deuxième fois le voltamètre, la courbe obtenue dans cette deuxième opération, qui devrait être identique à la première, en diffère totalement. Le palier principal a disparu, ou tout au moins est considérablement atténué. *Donc le phénomène qui correspond à ce palier n'a lieu que dans la première opération*, qui produit une modification profonde, ne disparaissant ensuite que très lentement avec le temps. Pourtant, en laissant les électrodes en court-circuit pendant plus d'une heure, souvent même plusieurs heures, on retrouve finalement une courbe de charge identique à la première. D'ailleurs, la forme des courbes de charge obtenues dans des opérations successives est variable suivant le nombre des charges et des décharges, comme on peut s'en assurer en faisant subir au voltamètre des *cycles de polarisation* dont le plus simple consiste à polariser l'électrode pendant un certain temps et à mettre le voltamètre en court-circuit pendant le même temps.

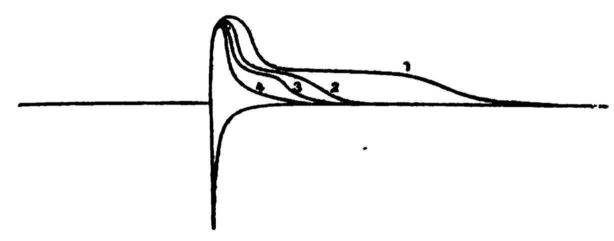



FIG. 12.

Voici un exemple pris au hasard parmi plusieurs séries d'observations. La durée des temps de charge et de décharge en court-circuit était égale à la durée de rotation du miroir tournant de l'oscillographe, 2,8 secondes. Les courbes 1, 2, 3, 4 (*fig.* 12) sont les courbes de charge successives. On voit que la courbe 2 diffère essentiellement de la première; le palier existe encore, mais il est beaucoup moins long; il est à peine indiqué dans la courbe 3 et disparaît complètement dans la courbe 4. Les opérations suivantes fournissent des courbes superposables à la courbe 4. *On arrive donc, au bout d'un nombre suffisant d'opérations, à un état limite.*

Cet état peut être atteint beaucoup plus rapidement si, laissant constant le temps de décharge 2,8 secondes, on augmente la durée

du temps de charge. En faisant le temps de charge égal à 1 minute, l'état limite est atteint au bout de la deuxième opération. Inversement, si, chargeant seulement pendant quelques secondes, on augmente les durées de la décharge, on obtient des courbes de charge différentes, présentant de nouveau un palier accentué.

On voit donc que *la capacité de polarisation d'un voltamètre à électrodes de mercure n'est définie que si l'on se donne, en même temps que les dimensions des électrodes, les durées de charge et de décharge. Elle n'est définie qu'à l'état limite et pour un cycle de polarisation bien déterminé.*

Ces expériences prouvent aussi que, même après avoir été mises en court-circuit, les électrodes possèdent des résidus de polarisation.

J'ai repris toutes ces expériences par la méthode balistique, en mesurant la quantité d'électricité qui traverse le voltamètre, après lui avoir fait décrire un cycle déterminé d'opérations (polarisation et dépolarisation pendant des temps donnés). Ces mesures ont entièrement confirmé les résultats obtenus à l'aide de l'oscillographe.

4° *Influence de la résistance du circuit sur la forme des courbes de charge.* — La forme des courbes varie avec l'intensité initiale et, par suite, avec la résistance du circuit. La longueur des paliers est d'autant plus grande que l'intensité est plus faible. Ce résultat est encore confirmé par les mesures balistiques.

5° *Analogie avec un accumulateur.* — L'inscription des courbes de charge et de décharge sur une même plaque montre que les courbes de décharge en court-circuit sont rigoureusement superposables dans plusieurs opérations consécutives.

La courbe de décharge est d'ailleurs absolument indépendante de la courbe de charge et de l'intensité du courant pendant la charge. On est donc conduit à comparer le voltamètre, même avant l'électrolyse visible, à un accumulateur. Tout se passe comme si on avait affaire à une pile secondaire qui possède entre ses électrodes une force électromotrice déterminée. Par cette analogie on peut expliquer les résidus de polarisation très simplement, sans invoquer la pénétration de charge comme le font les physiciens qui désirent pousser jusque dans les détails l'analogie du voltamètre avec un condensateur. On peut logiquement admettre que la première charge du voltamètre exige une quantité d'électricité plus grande que les suivantes, parce qu'elle doit produire non seulement la polarisation superficielle, mais aussi la saturation de l'électrode. Dans les décharges en court-circuit, la po-

larisation superficielle est immédiatement détruite, mais la modification interne de l'électrode subsiste et ne se détruit qu'à la longue. Quelle est la nature de cette modification?

6° *Le palier principal correspond à une altération de l'électrode polarisable.* — Le palier principal ne correspond pas à une altération du liquide au voisinage de l'électrode : en effet, on peut, après la première opération, agiter le liquide électrolytique de façon à renouveler les surfaces de contact, on peut même sortir l'électrode du bain, agiter avec l'électrode elle-même sans que les résidus disparaissent. On ne peut donc attribuer le palier à la formation d'une pile de concentration provenant d'une variation de concentration de l'électrolyte au voisinage de l'électrode. On ne peut l'attribuer davantage à l'oxygène dissous dans l'électrolyte. Il n'est pas dû non plus à une modification de la large électrode, car, laissant dans le voltamètre le large mercure et l'électrolyte ayant déjà servi dans l'opération précédente, il suffit de changer le mercure du tube électrode pour retrouver la courbe primitive avec son palier. Le phénomène se reproduit d'une façon si régulière que je m'en suis servi journellement, pour vérifier que rien n'était déréglé dans mes dispositifs, en employant la méthode des expériences croisées.

7° D'ailleurs, *on peut remplacer le large mercure par une large lame de platine, sans modifier la forme générale de la courbe de charge*, ce qui prouve bien que les paliers sont dus à la cathode polarisable.

8° *Les dimensions de la large électrode n'ont qu'une faible influence sur la forme générale de la courbe.*

9° *Au contraire, cette forme varie notablement avec la force électromotrice.* — Le phénomène correspondant aux paliers est limité par la force électromotrice : pour les très petites forces électromotrices, la polarisation est rapide, le palier principal n'existe pas; il commence à s'amorcer pour la force électromotrice 0,2 volt et devient d'autant plus accentué que la force électromotrice est plus élevée. Cette remarque permet de préciser la nature du phénomène chimique qui correspond aux paliers. On pourrait croire en effet qu'il y a réduction d'un oxyde ou d'un sel de mercure agissant comme dépolarisant. Le mercure employé pourrait contenir des traces d'oxyde que même des distillations successives ne peuvent faire disparaître complètement, ou bien de l'oxygène dissous. On pourrait croire encore que des bulles d'air invisibles adhèrent aux parois des électrodes et agissent comme dépolarisant. S'il en était ainsi, il faudrait une cer-

taine force électromotrice pour produire ces réactions chimiques secondaires ; mais, dès que l'énergie mise en jeu serait suffisante, la réduction devrait continuer jusqu'à ce que tout le sel de mercure ait été réduit, ou tout l'oxygène dissous transformé en eau. L'expérience prouve exactement le contraire : il faut donc chercher une autre explication.

Écartant la supposition d'une réduction, nous sommes conduits à faire une hypothèse : nous admettons que le palier correspond à l'introduction d'hydrogène dans l'électrode. L'état liquide du mercure et les propriétés bien connues de l'hydrogène rendent la diffusion du gaz dans le volume de l'électrode très rapide, d'où le palier accentué que présentent les courbes. Mais on sait bien que le mercure n'absorbe que des quantités de gaz extraordinairement faibles. L'hypothèse ci-dessus serait donc inacceptable, si les quantités d'hydrogène dont j'admets l'introduction dans l'électrode étaient grandes. Il faut donc chercher à déterminer au moins l'ordre de grandeur des quantités d'hydrogène mises en jeu. On en obtient la valeur approchée en mesurant l'aire de la courbe et appliquant la loi de Faraday, pour en déduire la quantité d'hydrogène correspondante. Les volumes d'hydrogène sont de l'ordre du millième de millimètre cube, comme je l'ai fait voir par de nombreux exemples dans une autre publication (¹). Il n'est donc pas invraisemblable que d'aussi faibles quantités d'hydrogène puissent être absorbées par l'électrode de mercure. L'analyse chimique ne peut pas les déceler. Aussi n'admettons-nous momentanément cette explication *que comme une hypothèse*.

10° *Variation de la forme de la courbe avec la concentration de la solution*. — Mais cette hypothèse est conforme, au moins d'une façon générale, aux idées de M. Nernst sur la pression de dissolution.

On se rappelle que, d'après ce physicien, les ions d'une solution se déposent à l'état de matière sur les électrodes, supposées inattaquables, en quantité plus ou moins grande, suivant la valeur de la force électromotrice extérieure : la force contre-électromotrice est proportionnelle au logarithme du rapport P entre la pression de dissolution des ions déposés à l'état de matière et la pression osmotique des ions dissous. S'il en est ainsi, la quantité d'ions d'hydrogène absorbés par la cathode, pour une force électromotrice déter-

(¹) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8ᵉ série, t. 1, p. 658 ; avril 1904.

minée, devra dépendre de la concentration de la solution en ions hydrogène ; à force électromotrice égale, le palier principal devra être d'autant plus accentué que la solution sera plus riche en ions hydrogène. L'expérience montre, en effet, que la forme des courbes de polarisation dépend de la concentration de l'eau acidulée en acide sulfurique ou en acide chlorhydrique. Par exemple, les courbes de la *fig.* 13 indiquent les variations de forme dans le cas de l'acide sulfurique.

| Courbes | |
|---|---|
| 1. . . . . . . . . . . | solution centinormale |
| 2. . . . . . . . . . . | $\frac{1}{50}$ normale |
| 3. . . . . . . . . . . | décinormale |
| 4. . . . . . . . . . . | normale, densité 1,063 |
| 5. . . . . . . . . . . | binormale, densité 1,124 |
| 6. . . . . . . . . . . | densité 1,225 (maximum de conductibilité) |
| 7. . . . . . . . . . . | densité 1,3 |
| 8. . . . . . . . . . . | densité 1,52 |
| 9. . . . . . . . . . . | densité 1,74 |

Toutes les courbes ne présentent pas un palier également accusé.

Le palier le plus accentué correspond à la solution environ binormale. Pour la solution qui présente le maximum de conductibilité (plus petite résistance, densité 1,225), l'aire de la courbe est sensiblement moindre, et le palier est beaucoup plus incliné sur l'axe des temps.

Or, d'après sa définition même, la conductibilité $\gamma$ d'une solution est égale à sa conductibilité moléculaire $\mu$ multipliée par le nombre $n$ de molécules dissoutes dans l'unité de volume, $\gamma = n\mu$.

D'autre part, on sait que la conductibilité est proportionnelle au nombre N d'ions dissous et à leur vitesse relative $(u + v)$ à égalité de champ électrique :

$$\gamma = n\mu = KN\,(u + v).$$

Considérons une série de solutions assez peu concentrées pour que la vitesse des ions puisse être considérée comme constante, pour un même champ électrique ; le nombre d'ions est alors proportionnel au produit $n\mu$ ou à la conductibilité. Mais, dès que la concentration devient un peu grande, il n'est plus possible de supposer $(u + v)$ constant : on ne peut donc plus dire que le nombre d'ions est proportionnel à la conductibilité.

Dans le tableau ci-dessous, la première colonne contient le nombre $n$ de molécules dissoutes dans un litre de solution (eau acidulée par l'acide sulfurique), la seconde les conductibilités moléculaires $\mu$, la troisième les produits $n\mu$, la quatrième les densités (1).

| $n$ | $\mu$ | $n\mu$ | $d$ |
|---|---|---|---|
| 0,5291 | 370 | 190 | 1,033 |
| 1,089 | 336,7 | 367 | 1,067 |
| 1,689 | 300,8 | 508 | 1,103 |
| 2,326 | 288 | 670 | 1,141 |
| 4,149 | 163,1 | 677 | 1,221 |
| 5,329 | 108,2 | 576 | 1,306 |
| 7,15 | 60 | 423 | 1,398 |
| 9,2 | 29,6 | 272 | 1,502 |
| 11,5 | 12,33 | 141,7 | 1,615 |
| 14,15 | 7,30 | 103,3 | 1,732 |
| 15,5 | 5,97 | 92,6 | 1,782 |
| 16,7 | 6,02 | 100,5 | 1,816 |
| 17,8 | 5,38 | 96 | 1,836 |

D'après ce tableau, le produit $n\mu$ est maximum pour la solution contenant environ 4 molécules par litre. Il varie d'ailleurs très len-

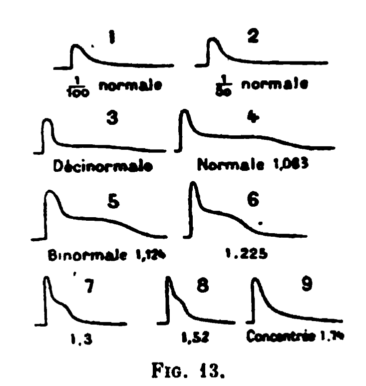



Fig. 13.

tement quand le nombre des molécules dissoutes croît de 2 à 4. D'après les courbes de la *fig.* 13, le palier devient de plus en plus net à mesure que la concentration augmente jusqu'à la solution environ binormale, puis il s'incline sur l'axe des temps pour s'évanouir complètement quand la solution est très concentrée. On peut donc dire que, *d'une façon générale*, la netteté du palier varie dans le même

(1) Nombres extraits du livre de M. Ostwald, *Lehrbuch der allgemeinen Chemie*, p. 724.

sens que le produit $n\mu$ et passe aussi par un maximum. Mais les deux maximums n'ont pas lieu pour la même concentration, ce qui peut tenir en partie à la différence de vitesse des ions.

En tous cas, le palier n'existe pas pour les solutions très étendues ou très concentrées qui contiennent peu d'ions ; il est très accusé pour les solutions voisines de la conductibilité maxima qui sont très riches en ions. L'absorption par le mercure de petites quantités d'hydrogène permet ainsi d'expliquer la forme de la courbe de polarisation cathodique ; on peut même prévoir, d'une façon générale, les variations de forme avec la concentration.

## CONCLUSION.

Les différentes méthodes que j'ai employées au cours de ces recherches, aussi bien la méthode du galvanomètre que celle de l'oscillographe, m'ont conduit à conclure qu'il y a *continuité entre la polarisation et l'électrolyse ;* d'autre part, j'ai montré qu'il existe entre les *polarisations anodique et cathodique* de très grandes *dissymétries ;* il semble presque impossible d'expliquer ces différents faits en admettant uniquement la théorie trop simple de la couche double.

Au contraire, on peut se faire des phénomènes de polarisation une idée que je crois beaucoup plus conforme à la réalité en admettant, d'une part, conformément à la théorie des ions, que déjà, pour les petites forces électromotrices, les ions se déposent aux électrodes, et, d'autre part, avec M. Berthelot et M. Bouty, que pendant la polarisation, avant l'électrolyse visible, il peut se former aux électrodes de véritables produits chimiques. On peut alors se représenter l'ensemble des phénomènes par l'image suivante :

Nous admettrons, conformément à la théorie des ions, qu'au moment où l'on établit une différence de potentiel entre les électrodes du voltamètre, supposées formées d'un métal autre que le cathion, les ions s'accumulent aux électrodes. Si l'on suppose qu'il existe, au contact de chaque électrode et de l'électrolyte, une couche double préexistante, cette couche double sera modifiée. Le premier effet du passage du courant consiste donc en une modification de la couche double, quelle que soit d'ailleurs son origine ou sa nature : la quantité d'électricité correspondant à cette modification est proportionnelle à la surface. Il existe donc d'abord un *effet de surface.*

C'est à cet effet qu'on peut attribuer, au moins en partie, le pre-

mier palier des courbes de polarisation représentant les variations de l'intensité en fonction du temps.

Mais, en réalité, le phénomène est plus complexe ; nous admettrons aussi, avec MM. Berthelot et Bouty, qu'aucune électrode n'est rigoureusement inattaquable ou imperméable aux produits de l'électrolyse ; ceux-ci forment avec les électrodes des composés ou simplement des dissolutions : en tout cas les ions pénètrent de l'extérieur vers l'intérieur de l'électrode, en perdant leur charge et se transformant en matière ; pour maintenir la polarisation, de nouveaux ions remplacent les premiers. Le courant servant à compenser cette dépolarisation due à la diffusion correspond à *un effet de volume* que je crois être le premier à avoir mis en évidence.

C'est à cet effet de volume qu'il faut attribuer le palier principal des courbes de polarisation. Pour une force électromotrice donnée, ce palier est d'autant plus accentué que la solution contient un plus grand nombre d'ions ; il est d'autant plus allongé que l'électrode est plus absorbante.

Cet effet de volume ne peut s'expliquer que par la formation de composés ou de dissolutions. Au contraire, il n'est nullement besoin de supposer que les ions exercent une action quelconque sur les électrodes pour expliquer l'effet de surface. Il semble néanmoins probable, sans qu'on puisse l'affirmer, que les phénomènes de diffusion se produisent dès que le courant passe et que la première portion des courbes de polarisation correspond à la fois à l'effet de surface et à l'effet de volume.

C'est également l'effet de volume qui permet d'expliquer *l'électrolyse avancée ou apparente* de l'eau acidulée entre électrodes de platine : les gaz se dégagent à une des électrodes seulement pendant que l'autre se sature, cela pour une force électromotrice capable de produire les réactions secondaires aux électrodes, mais insuffisante pour maintenir l'électrolyse permanente. Il en résulte cette conséquence importante, dès que la force électromotrice est un peu élevée, qu'on ne peut pas négliger, dans la mesure des capacités de polarisation, la polarisation de la large lame ; c'est précisément à cause des dimensions de cette électrode que le courant continue à passer quand la petite lame est déjà entièrement polarisée.

C'est également dans l'effet de volume qu'on trouve l'explication des *résidus* qui ne disparaissent qu'avec une extrême lenteur ; à cause de ces résidus, la capacité de polarisation d'un voltamètre

dépend, en même temps que de la surface des deux électrodes, de leur état antérieur et du temps pendant lequel elles ont été mises en court-circuit. Néanmoins on peut définir complètement la capacité, à condition de décrire des cycles de polarisation qui permettent d'atteindre, au bout d'un certain nombre d'opérations, un *état limite.*

On voit donc que l'analogie entre le voltamètre polarisé et le condensateur ne peut pas être poussée très loin ; sans doute l'effet de surface peut être comparé à la charge du condensateur, avec cette différence que ce sont les ions qui, par leur charge, modifient la couche double. Mais là s'arrête l'analogie. L'effet de volume oblige à comparer aussi le voltamètre à une véritable pile secondaire.

Un voltamètre est donc en quelque sorte équivalent à *un condensateur auquel est associé un accumulateur* (Bouty). Tout courant cesserait après la charge et la saturation des électrodes sans la diffusion des ions ou de leurs produits secondaires dans l'électrolyte qui est, par suite, le siège d'un courant résiduel. L'étude de ce courant résiduel revient donc à une étude de diffusion [1].

L'oscillographe, qui m'a été un auxiliaire précieux en me permettant de suivre et d'analyser des phénomènes de quelques millièmes de seconde de durée, permettra, par des études approfondies, de pénétrer de plus en plus le mécanisme intime de la polarisation.

La méthode de l'oscillographe me paraît extrêmement féconde et ne manquera pas, dès que son emploi se sera généralisé, de conduire les physiciens à de nombreux résultats nouveaux pour tous les phénomènes électriques de courte durée, qui sont restés jusqu'à présent à peu près inaccessibles à l'expérience.

J'ai entrepris, par cette méthode, l'étude de la formation des alliages et des amalgames par électrolyse des sels métalliques entre électrodes solides ou électrodes de mercure. Elle donnera aussi des renseignements précis sur les particularités curieuses que présente l'électrolyse par le courant alternatif [2]. C'est par des expériences de ce genre que je continue mes recherches sur la polarisation.

---

(1) C'est ainsi que l'ont envisagé plusieurs auteurs dans des travaux tout récents : F.-G. Cottrel, *Zeits. für physik. Chem.*, t. XLII, 1903, p. 385 ; Grassi, *Zeits. für physik. Chem.*, t. XLIV, 1903, p. 460.

(2) Voir à ce sujet les travaux récents de MM. Warburg, Wien, Krüger : Warburg, *Wied. Ann.*, t. LXVII, 1899, p. 493 ; *Ann. der Phys.*, t. VI, 1901, p. 125 ; — Wien, *Ann. der Phys.*, t. VIII, 1902, p. 372 ; — Krüger, *Zeits. für physik. Chem.*, t. XLV, 1903, p. 1.

## FLUXMÈTRE ;

Par M. E. GRASSOT (1).

Cet appareil repose sur le principe d'une méthode galvanométrique indiquée par M. Féry (*Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 5 juin 1899). Il est constitué par un galvanomètre genre Deprez-d'Arsonval, dont le couple de torsion est très petit et par conséquent l'amortissement très grand. Si l'on relie ce galvanomètre à une force électromotrice faible, le cadre n'ayant aucun travail à produire se déplacera avec une vitesse telle qu'il engendrera une force contre-électromotrice opposée et presque égale à celle qui lui est appliquée ; on aura donc, en appelant $\alpha$ le déplacement et E la force électromotrice aux bornes :

$$\frac{d\alpha}{dt} = \mathrm{KE}, \qquad \alpha = \mathrm{K} \int \mathrm{E}dt.$$

La bobine, en se déplaçant dans le champ de l'appareil, produit un flux $\Phi$ également proportionnel à ce déplacement : $\alpha = \mathrm{K}\Phi$. Le flux $\Phi$ engendré par le déplacement de la bobine est égal et opposé à $\int \mathrm{E}dt$ appliqué aux bornes.

Si, au lieu de relier l'appareil à une force électromotrice, on le met en relation avec une bobine d'un nombre de tours déterminé placée dans un champ uniforme, une variation de ce champ se traduira par une variation de flux dans la bobine, c'est-à-dire par une force électromotrice $\mathrm{E} = \frac{d\Phi}{dt}$. Lorsque la variation sera terminée, on aura produit aux bornes de l'appareil $\int \mathrm{E}dt = \Phi$ ; nous voyons donc qu'une variation de flux dans la bobine extérieure à l'appareil correspond à une déviation déterminée de l'aiguille.

L'appareil réalisé par la « Compagnie pour la fabrication des compteurs », sous la forme de ces voltmètres ou ampèremètres ordinaires, est très robuste.

La bobine mobile B (*fig.* 1) est suspendue par un fil de cocon C à

(1) Séance du 18 mars 1904.

un ressort spiral P qui est destiné à amortir les chocs et à rendre le fil de cocon incassable ; le courant est amené à la bobine au moyen de deux spiraux cylindriques R, R′ en lame d'argent excessivement mince, et les branches verticales de la bobine se déplacent entre les

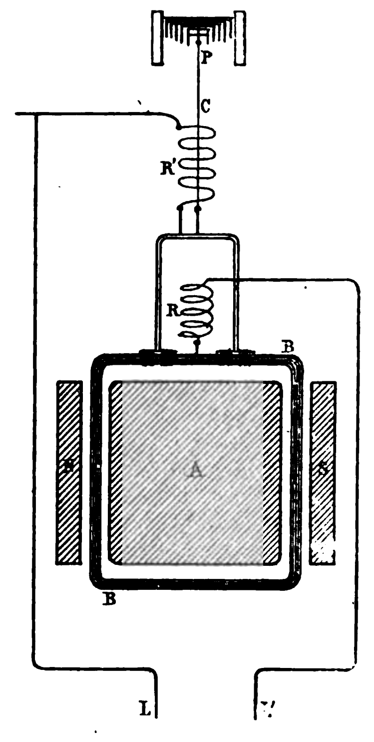



Fig. 1.

pôles d'un aimant NS et un noyau A qui forment un entrefer avec un champ d'environ 1 000 unités C. G. S. La bobine porte une aiguille qui se déplace sur un cadran divisé en centaines d'unités C. G. S. ; enfin l'aiguille est ramenée au zéro avec la bobine mécaniquement au moyen d'un bouton mû à la main.

L'étalonnage de l'appareil peut se faire par les mêmes moyens que celui du balistique : par exemple, au moyen d'un condensateur en employant le montage ci-contre représenté par la *fig.* 2. — Un commutateur M permet de charger et de décharger un condensateur C sur une résistance R et une résistance R′ aux bornes de la-

quelle est branché le fluxmètre. Si nous supposons une différence de potentiel E aux bornes de la ligne, le condensateur se chargera

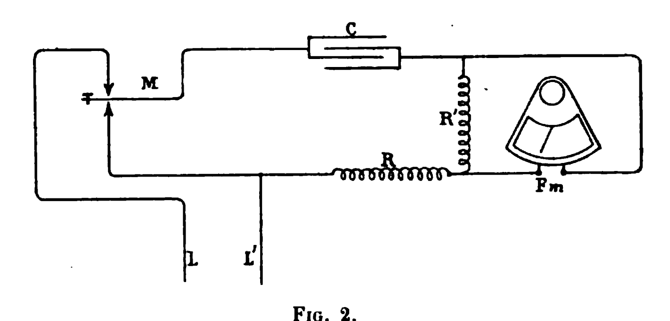



Fig. 2.

d'une quantité d'électricité égale à CE; donc le courant qui aura traversé les résistances sera égal à :

$$\int \mathrm{I}dt = \mathrm{CE},$$

et ce courant aura produit aux bornes de R' un nombre de volts-seconde égal à $\mathrm{R}'\int \mathrm{I}dt$ ou à R'CE ; de même, à la décharge, on aura aux bornes du fluxmètre un nombre de volts-seconde égal et de sens contraire qui ramènera l'aiguille à sa position initiale. Nous remarquons que la déviation dépend seulement et est proportionnelle à R', à E et à C et indépendante de R. L'expérience vérifie facilement ce fait, car on n'observe pas de différence sensible si on fait varier R de 0 à 1 mégohm.

Les applications du fluxmètre sont, d'une manière générale, celles du balistique, avec cette différence que le balistique donne des indications proportionnelles à $\int \mathrm{I}dt$, tandis que le fluxmètre donne les siennes proportionnelles à $\int \mathrm{E}dt$. Il suffit donc, lorsqu'on veut mesurer $\int \mathrm{I}dt$, de le brancher aux bornes d'une résistance sans self, qui doit être inférieure à 50 ohms, pour lui conserver un amortissement suffisant.

Voici quelques applications du fluxmètre pour lesquelles le balistique est d'un emploi difficile : soit à mesurer le flux total d'un

aimant de forme NS (*fig.* 3). Pour le mesurer avec le balistique, il faudra introduire une bobine en B, puis la sortir de l'aimant assez rapidement pour que le temps employé soit négligeable relativement à celui d'une oscillation du galvanomètre ; ensuite il faudra répéter plusieurs fois l'expérience et chercher la position de la bobine qui donne le maximum. Avec le fluxmètre, l'opération est des plus simples ; il suffit d'introduire la bobine lentement sur l'aimant jusqu'à ce que la déviation passe par un maximum ; à chaque instant la déviation indique le flux qui traverse la bobine. On voit donc la position du point neutre ainsi que les anomalies qui pourraient exister dans l'aimantation.

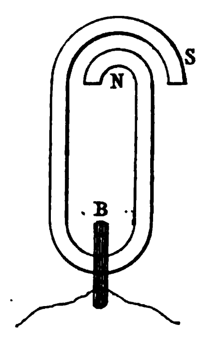



FIG. 3.

Il est également facile avec le fluxmètre de mesurer les dérivations magnétiques des machines dynamos ; il suffit d'en approcher une bobine d'un nombre de tours et d'une surface connus pour avoir en chaque point de l'espace la valeur du champ. Ces mesures seraient difficiles avec un balistique.

Il est facile d'imaginer une disposition permettant de tracer directement les courbes d'hystérésis : en effet, supposons par exemple un tore du métal à essayer; sur ce tore enroulons quelques tours de fil dont les extrémités sont reliées à un fluxmètre; enroulons ensuite un deuxième enroulement d'un nombre de tours plus grand dans lequel circulera un courant magnétisant qui traversera également un ampèremètre ; si l'axe de rotation de la bobine du fluxmètre est vertical et l'axe de l'ampèremètre horizontal et s'ils portent chacun un miroir, on pourra les orienter de telle façon qu'un point lumineux O (*fig.* 4) envoie un faisceau de lumière sur une lentille L

qui, après une première réflexion sur le miroir M, mobile autour d'un axe vertical situé dans le plan de la figure et porté par la bobine du fluxmètre, puis une deuxième réflexion sur un miroir M' mobile autour d'un axe horizontal perpendiculaire à la figure, viendra former l'image conjuguée du point lumineux sur une plaque photographique ou un verre dépoli PP'. Si, au moyen d'un rhéostat approprié, on fait varier le courant magnétisant du tore de + I à — I,

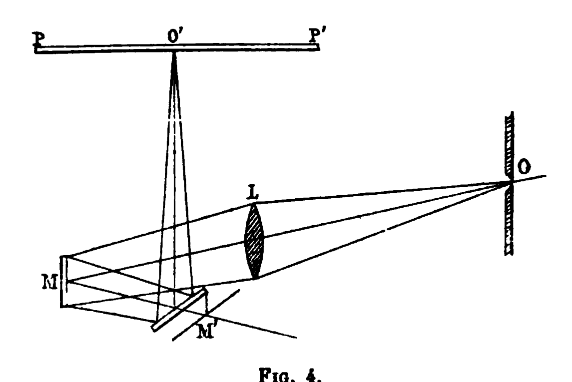



FIG. 4.

le point lumineux décrira sur la plaque PP' une courbe dont les abscisses seront proportionnelles au courant magnétisant et les ordonnées proportionnelles au flux total qui parcourt le tore. On obtiendra donc la courbe d'hystérésis soit sur une plaque photographique, soit plus simplement sur une feuille de papier ordinaire en suivant avec un crayon la trace du point lumineux dans son déplacement.

En résumé, le fluxmètre remplace les galvanomètres balistiques en présentant sur ceux à cadre mobile l'avantage d'être indépendant de la résistance du circuit, sur ceux à aimant mobile l'avantage de ne pas être influencé par les champs extérieurs, et sur les deux systèmes l'avantage d'être indéréglable, la lecture directe et de permettre de mesurer des variations lentes de flux.

## TÉLESCOPE PYROMÉTRIQUE;

Par M. Ch. FÉRY [1].

L'application de la loi de Stéfan à l'évaluation des hautes températures offre de grands avantages; elle permet en particulier d'évaluer par une extrapolation justifiée les températures supérieures au point de fusion du platine, dernier point déterminé avec quelque précision.

J'ai montré, dans une communication précédente [2], comment on pouvait baser sur ce principe un appareil pratique permettant de suivre la marche d'une opération industrielle ou de laboratoire.

Néanmoins, par sa forme même, la loi du rayonnement calorifique se prête mal à des mesures à basse température, le rayonnement diminuant très vite quand la température s'abaisse.

Dans le premier pyromètre que j'ai combiné, les rayons du four à mesurer étaient concentrés dans le plan focal d'une lunette, dont le réticule était remplacé par deux fils ou lames très minces formées par deux métaux différents. Le couple thermo-électrique ainsi réalisé a comme soudure chaude le point de croisement même des deux fils.

J'ai montré comment il est possible de rendre les indications indépendantes de la distance du corps chaud et de ses dimensions à partir d'une certaine valeur minima, déterminée par le fait que la soudure du couple doit être couverte par l'image du corps visé [3].

Les indications de ce pyromètre dans le modèle industriel courant s'étendent de 800° à 1 800°; mais, si la sensibilité énorme entre 1 700 et 1 800 permet d'apprécier la déviation galvanométrique avec assez de précision pour qu'une variation de 5° soit sensible, il n'en est plus de même de 8° à 900°, où un écart de 25° n'est pas impossible.

Il faut se rappeler en effet que *la déviation* dans les appareils de ce genre croît comme *la quatrième puissance* de la température absolue du corps chaud.

Cette décroissance rapide de la sensibilité avec la température est

---

[1] Séance du 18 mars 1904.

[2] *Bulletin des séances de la Société de Physique*, p. 12; 1903 (*Lunette pyrométrique pour la mesure des hautes températures*).

[3] *Comptes Rendus de l'Académie*, 28 avril 1902 (*la Loi de Stéfan et la Mesure des hautes températures*).

encore aggravée du fait que le verre de la lentille objective de l'instrument présente son maximum d'absorption pour les rayons calorifiques obscurs.

Ce sont ces raisons qui m'ont fait rechercher, à la demande de quelques-uns des industriels utilisant mon pyromètre, un dispositif plus sensible d'abord, et surtout ne présentant que peu d'absorptions à basse température, c'est-à-dire au rouge naissant.

La solution m'a été fournie par l'emploi d'un miroir concave aux lieu et place de l'objectif de la lunette pyrométrique ordinaire.

Dans un télescope, en effet, la réflexion métallique n'introduit qu'une absorption tout à fait négligeable, si on la compare à celle due aux milieux transparents : vers 7 à 800°, un objectif en verre absorbe 70 0/0 de rayons qu'il est chargé de concentrer.

Mais l'emploi d'une argenture ou même d'une dorure superficielle est impossible dans un appareil s'adressant à l'industrie : les fumées, les vapeurs acides et l'air ordinaire lui-même sont autant de facteurs de détérioration. Quant au platinage, il n'y faut pas songer, ce métal ne se déposant bien sur le verre qu'à une température assez élevée pour déformer les surfaces sur lesquelles on veut l'appliquer.

Je me suis rappelé alors que, dans les corps transparents, la grosse perte de rayons transmis est surtout imputable à la réflexion de la première surface[1]. Cette réflexion intéresse surtout les radiations de grande longueur d'onde, qui sont totalement réfléchies (réflexion métallique), tandis que la perte n'est que de 7 ou 8 0/0 pour les longueurs d'ondes lumineuses.

Il m'a donc été facile de calculer un miroir *argenté au dos* et par conséquent tout à fait inaltérable, faisant converger à son foyer toutes les radiations réfléchies par ses deux surfaces; les rayons de courbure des deux surfaces sont d'ailleurs assez peu différents quand l'épaisseur est faible, condition qu'on a toujours intérêt à réaliser.

Voici, à titre d'indication, les résultats que m'a fournis un télescope muni d'un miroir argenté au dos :

---

(1) RUBENS et ARCHINASS, *Sur les rayons restants du sel gemme et de la sylvine* (*J. de Phys.*, t. VI, p. 215; 1897; — et t. VII, p. 438; 1898).

| Température vulgaire | Millivolts donnés par le couple | Millivolts calculés par la loi de Stéphan | Différences |
|---|---|---|---|
| 500 | 0,06 | 0,10 | — 0,04 |
| 600 | 0,12 | 0,16 | — 0,04 |
| 700 | 0,21 | 0,25 | — 0,04 |
| 800 | 0,34 | 0,37 | — 0,03 |
| 900 | 0,53 | 0,53 | 0 |
| 1000 | 0,77 | 0,74 | + 0,03 |
| 1100 | 1,00 | 1,00 | 0 |
| 1200 | 1,36 | 1,33 | + 0,03 |

On peut remarquer qu'à partir de 800° les différences entre les résultats obtenus et calculés sont tantôt positifs, tantôt négatifs et dus à l'erreur expérimentale inévitable. On a, pour calculer la troisième colonne, admis que l'absorption est nulle à 1100°.

En faisant la même hypothèse pour une lunette pyrométrique à 1600°, dernier point de la graduation obtenu directement, la différence, bien que très faible à haute température entre la valeur calculée et celle obtenue directement, est toujours négative, montrant ainsi que, même vers 1600°, l'absorption du verre de l'objectif n'est pas tout à fait négligeable.

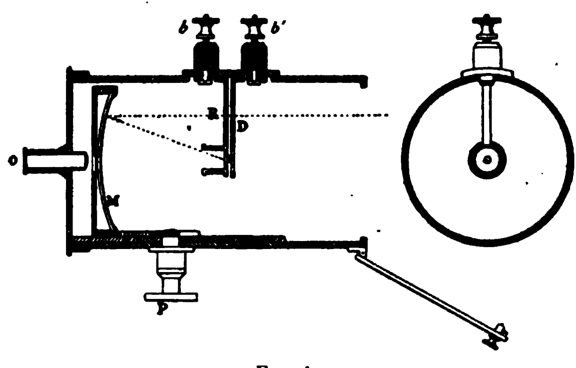



Fig. 1.

Pour des corps très transparents pour toutes les radiations, la fluorine, par exemple, que j'ai employée comme objectif de lunette pour certaines recherches théoriques, l'accord entre les résultats calculés et expérimentaux commence au-dessus de 900°.

Il me reste à indiquer les détails nouveaux d'exécution que présente cet appareil. En avant de la soudure placée au fond du petit

tube RD contenant le couple sont disposés deux prismes de petit angle (*fig.* 1) en verre argenté ; ils sont collés par leurs bases, et un trou est ménagé au centre de la ligne de collage, pour permettre aux rayons calorifiques de tomber sur la soudure du couple.

Ces deux petits miroirs prismatiques reçoivent les rayons provenant des deux bords diamétraux du miroir concave et les renvoient à l'oculaire O.

Lorsque les rayons provenant du miroir concave tombent dans le plan des miroirs prismatiques, l'image observée à l'oculaire est unique ; elle est au contraire *dédoublée* ou, plus exactement, les images données par chacun des miroirs prismatiques ne coïncident pas si la mise au point n'est pas rigoureuse.

Cette mise au point ne laisse donc rien à l'arbitraire ; elle se fait avec la précision d'un pointé par une lunette à réticule, l'une des images servant effectivement de réticule par rapport à l'autre.

Le bord du tube qui contient le couple, *diaphragme* le miroir objectif de manière à limiter à un angle constant, comme dans la lunette pyrométrique, le cône des rayons qui tombe sur la soudure. Cet appareil donne donc, comme la lunette, des indications indépendantes des dimensions de la source et de sa distance, pourvu que l'image de cette dernière soit plus grande que l'ouverture qui met la soudure à découvert.

En somme, ce pyromètre étend la mesure des températures jusqu'à 500°, au moyen du rayonnement calorifique. Un seul galvanomètre portant deux graduations, l'une de 500 à 1200° et l'autre de 1000 à 1900°, permet ainsi l'exploration de toutes les températures industrielles ordinairement employées.

La maison Pellin s'est chargée de la construction de ces pyromètres.

---

## NOTE SUR LE TRACÉ DES SECTIONS PLANES DES SURFACES AU MOYEN DE LA SURFACE LIBRE D'UN LIQUIDE. — APPLICATION : SINUSOIDE;

Par M. E. ESTANAVE.

Dans la réalisation physique de l'hyperbolographe à liquide(1), j'ai été amené à fixer sur une surface plane (plaque de cuivre) les traces successives des plans déterminés par les diverses positions de la surface libre d'un liquide. L'enveloppe de ces traces est, comme je l'ai indiqué, et dans les conditions de mouvement du liquide, une branche d'hyperbole. En raison de la netteté et de la rapidité avec laquelle s'effectue le dépôt de mercure sur le cuivre bien décapé, j'ai utilisé le principe de fixation pour obtenir sur des surfaces le tracé de courbes planes provenant des sections de la surface libre du liquide. Il suffit en effet d'immerger la surface supposée métallique dans le liquide. J'ai pu obtenir ainsi sur un même cône du second degré à deux nappes en cuivre le tracé de sections elliptiques, hyperboliques, paraboliques suivant l'inclinaison de l'axe du cône sur le plan de la surface libre d'un liquide qui, dans ce cas, est une dissolution d'un sel de mercure.

Lorsque les solides sont en plâtre, ce qui est le cas général des modèles de géométrie, si l'on voulait figurer sur ces modèles des sections planes, l'on pourrait préalablement recouvrir leur surface d'un dépôt de cuivre par des procédés de galvanoplastie et opérer comme précédemment.

*Sinusoïde.* — L'application de ces considérations au cylindre de révolution va nous conduire au tracé de la sinusoïde. Considérons en effet un cylindre de révolution, une section oblique AB et la section droite CD, menée par le point E où l'axe du cylindre perce la section oblique (*fig.* 1).

Un point M de la section oblique se projette en P sur la section droite. Menons ML, PL perpendiculaires à KH, intersection des deux plans de sections, qui font entre eux un angle que nous désignerons par $\alpha$. Nous avons :

$$MP = PL \,.\, \tang \alpha.$$

(1) Voir *J. de Phys.*, ce vol., p. 134.

Le triangle rectangle LEP donne :

$$PL = R \sin \widehat{LEP},$$

R désignant le rayon du cylindre.

Par suite :

$$MP = R \operatorname{tang} \alpha \,.\, \sin LEP.$$

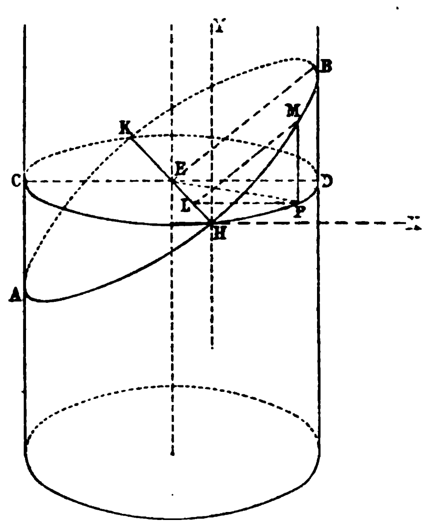



Fig. 1.

Il résulte que, si l'on développe le cylindre sur le plan tangent le long de la génératrice passant par H (le cylindre étant fendu suivant HG), la section droite se développera suivant une droite HX ; l'arc HP deviendra l'abscisse du développement du point M ; l'on aura $x = R \,.\, \widehat{HEP}$, MP sera l'ordonnée. L'équation de la courbe provenant du développement de la section oblique sur le plan tangent sera :

$$y = R \,.\, \operatorname{tang} \alpha \,.\, \sin \frac{x}{R},$$

qui représente une sinusoïde d'amplitude R tang $\alpha$ et de période $2\pi R$.

On obtiendra avec un même cylindre des sinusoïdes de même période, mais d'amplitudes différentes, en faisant des sections plus ou moins obliques sur l'axe du cylindre.

*Dispositif expérimental.* — Le dispositif que j'ai adopté consiste à habiller un cylindre d'une feuille mince de cuivre rouge, mou, bien décapé, maintenue par des bagues, et à plonger obliquement le cylindre dans une cuve contenant une dissolution d'un sel de mercure, du bichlorure par exemple. Le cylindre est immergé de façon que la génératrice suivant laquelle se raccordent les deux bords de la feuille de cuivre soit avec l'axe du cylindre dans un plan faisant un angle $\alpha$ avec la surface libre du liquide. Lorsque le cylindre a été convenablement immergé, on retire la feuille de cuivre et on la développe sur un plan; l'on obtient ainsi le tracé de la sinusoïde de période $2\pi R$ et d'amplitude $R$ tang $\alpha$. Si la génératrice du cylindre suivant laquelle se rejoignent les deux bords de la feuille de cuivre n'était pas située dans un plan passant par l'axe faisant un angle $\alpha$ avec la surface libre, l'on aurait le tracé d'une sinusoïde décalée de phase sur la précédente.

Si l'on voulait avoir non plus sur une surface métallique, mais sur du papier, le tracé de la sinusoïde, l'on pourrait prendre une pellicule photographique, au lieu d'une feuille de cuivre, et, après l'avoir enroulée sur le cylindre, l'immerger dans les conditions indiquées dans un bain de révélateur. Après fixation, on pourra tirer sur papier des épreuves de la sinusoïde tracée par le révélateur.

D'autres procédés peuvent être imaginés pour tracer directement sur une feuille de papier des sinusoïdes de périodes et d'amplitudes données à l'avance. J'ai tenu à signaler le précédent qui, comme dans l'hyperbolographe, trace la courbe comme enveloppe de ses tangentes et non comme trajectoire d'un point mobile, ce qui est le cas des instruments à tracé continu.

---

## ANNALEN DER PHYSIK;

T. XIII, n° 2; 1904.

**Ferd. KIRCHNER. — Ueber die optischen Eigenschaften entwickelter Lippmannschen Emulsionen (Propriétés optiques des émulsions de Lippmann développées). — P. 239-270 (Diss. de Leipzig).**

Développées et séchées, les émulsions « sans grains », qui servent à la photographie en couleurs naturelles par le procédé de Lipp-

mann, se distinguent des émulsions ordinaires par deux caractères : une homogénéité parfaite et, quand on les examine par transparence, une coloration prononcée, tantôt rouge brun, tantôt verte, tantôt bleue, suivant le révélateur employé ; le pyrogallol donne des tons bruns, l'amidol des tons verts, le métol des tons bruns mêlés de bleu et de violet ; on n'a obtenu les plaques bleues qu'accidentellement, avec des vieux bains au métol. La couleur, surtout avec les plaques bleues, change quand on mouille la plaque, et le changement est à peu près le même avec l'acide acétique anhydre qu'avec l'eau, ce qui conduit à l'attribuer uniquement au gonflement de la gélatine; des mesures ont montré que l'épaisseur peut ainsi augmenter de 1 à 2 0/0 de sa valeur.

Les plaques étaient exposées à la lumière blanche, à l'air libre, puis développées et séchées. On a déterminé l'indice pour la lumière du sodium, la dispersion et l'absorption de couches que l'auteur préparait lui-même : pour l'indice, il employait un dispositif calqué sur le réfractomètre d'Abbe; pour l'absorption, une méthode d'interférences avec des lames en coin qu'il obtenait en laissant sécher les plaques, fraîchement préparées, dans une position convenablement inclinée; l'absorption était déterminée au moyen d'un spectrophotomètre à deux fentes variables. L'humidité exerçant une influence marquée sur l'ensemble des propriétés optiques, une parfaite dessiccation est nécessaire. Examinées au microscope, avec des ouvertures de 1,3 à 1,4, elles montrent des granules pigmentaires disséminées dans un milieu optiquement vide; la gélatine pure ayant, d'après Zsigmondy notamment([1]), une constitution analogue, l'argent doit être localisé dans ces granules. D'ailleurs les nombres donnés par l'auteur n'ont pas de signification générale et ne se rapportent qu'aux couches particulières étudiées.

La dispersion s'est montrée tantôt normale (argent brun), tantôt anormale (argent vert). L'absorption a la même allure pour des plaques qui ont subi les mêmes manipulations; elle décroît, en gros, de 460 à 640 pour l'argent brun, et offre un minimum dans le vert, près du jaune, pour l'argent vert; seules les plaques bleues ont donné des résultats très irréguliers.

On a déterminé la teneur en argent en mesurant la longueur, la largeur et l'épaisseur en divers points d'une portion d'émulsion, et

---

([1]) ZSIGMONDY, *Zeitschr. f. Elekrochem.*, VIII, p. 686 ; 1902.

calculant le volume correspondant; on dissolvait ensuite dans l'acide nitrique étendu, on précipitait par l'acide chlorhydrique, et on comparait photométriquement le liquide trouble à un liquide de même nature et de composition connue : on a ainsi trouvé que 1/3 de l'argent initial, environ, restait après le développement et le fixage. Cette détermination a conduit au calcul de l'indice et du coefficient d'absorption de l'argent par l'emploi de la règle de mélange, forme Lorentz, appliquée aux mêmes constances relatives à l'émulsion non développée et à la gélatine pure. Cette mesure, assez incertaine, semble indiquer pour l'argent un état intermédiaire entre l'état « moléculaire » de Wernicke (1), correspondant à des particules d'argent séparées par une substance étrangère, et l'argent « massif » (*metallisches kohärentes Silber*).

En humectant l'émulsion développée, on déplace le maximum d'absorption vers les faibles longueurs d'onde, en même temps qu'on en diminue la valeur absolue. L'auteur explique ce résultat en assimilant les particules d'argent réduit à des résonateurs disséminés dans un milieu diélectrique, et dont la période propre dépend de leur grandeur, de leurs distances mutuelles et de la nature du diélectrique; or le rapprochement des molécules détermine un accroissement de la période propre (2), et un résonateur arrête les vibrations dont la période est égale à la sienne. Comme le gonflement qui résulte de l'imbibition éloigne les particules les unes des autres, il diminue leur période propre. Ces observations sont bien d'accord avec deux mémoires publiés par Wood (3) et Planck (4) au cours de l'exécution du présent travail.

Le mémoire contient également une partie théorique dans laquelle l'auteur justifie ses méthodes de mesure et de calcul.

P. Lugol.

R. HARTMANN-KEMPF. — Ueber den Resonanzverlauf erzwungener Schwingungen (Sur la résonance dans les vibrations forcées). — P. 271-290, avec courbes et reproductions photographiques (5).

La vibration accidentelle d'un corps sonore quand sa période propre

(1) *Wied. Ann.*, LII, p. 523; 1890.
(2) E. Aschkinass et Cl. Schafer, *Ann. de Phys.*, V, p. 489 ; 1901.
(3) *Phil. Mag.*, 6e série, III, p. 396; 1902; — *J. de Phys.*, 3e série, I, p. 657; 1902.
(4) *Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin*, Maiheft; 1902.
(5) Deuxième partie d'un travail (*Elektroakustische Untersuchungen*) dont la première a été analysée, voir *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 800 ; 1902.

est d'accord avec une force excitatrice périodique, que l'on appelle habituellement *résonance*, serait mieux nommée *consonance* : en effet, la fréquence d'un corps qui vibre librement dépendant de l'amplitude, il ne peut y avoir consonance rigoureuse entre ce corps et un champ magnétique dont la fréquence est maintenue constante que pour une seule amplitude; il est plus correct de parler d'une *région de résonance*, ou de *limites de résonance*, et de *degré de résonance*, en appelant ainsi le rapport de l'amplitude de la vibration forcée à l'amplitude maxima observée quand la fréquence de l'excitation égale celle de la vibration. Max Wien[1] a montré que le maximum de résonance correspond à une fréquence inférieure à celle des vibrations amorties, et qui en diffère d'autant plus que cette dernière est elle-même plus éloignée de celle des vibrations naturelles (ou non amorties). Au sens musical, la consonance se confond le plus souvent avec la résonance; mais il n'en est plus ainsi dans le cas des vibrations forcées, quand, par exemple, on veut accorder aussi exactement que possible un corps sonore, tel qu'un relais vibrant, à la fréquence maintenue constante d'un courant excitateur d'intensité variable.

L'auteur a appliqué les dispositifs précédemment décrits à la détermination de l'amplitude des vibrations excitées dans un corps sonore par des forces périodiques de fréquences variées. Deux méthodes ont été employées : 1° on maintenait constante la fréquence de l'excitation, en déterminant des pulsations périodiques d'un courant continu, au moyen d'un bon interrupteur à corde (méthode d'application très délicate, à cause de la difficulté de régler rigoureusement l'interruption); l'examen des battements donnait la période excitatrice; 2° on mesurait l'amplitude des vibrations forcées pour des valeurs croissantes de la fréquence de l'excitation à partir d'une valeur un peu inférieure à la fréquence naturelle du corps étudié; après avoir dépassé le maximum de résonance, on ramenait progressivement l'excitation à la fréquence primitive; on a ainsi deux courbes qui ne se superposent pas, à cause de la variation de la différence de phase entre la vibration forcée et la force excitatrice; il faut calculer la courbe moyenne, dont le sommet donne l'amplitude et la fréquence correspondant à la résonance maxima.

Voici les résultats les plus importants de cette étude; ils sont très

---

(1) *Wied. Ann.*, LVIII, p. 725; 1895.

clairement traduits par les *courbes de résonance*, tirées en plusieurs couleurs, accompagnant le mémoire.

Le maximum de résonance d'un diapason varie avec l'intensité de l'excitation, et d'autant plus que l'amortissement est plus faible; même avec un amortissement considérable, le diapason ne se prête pas à des mesures de fréquence.

Pour des ressorts (en forme d'anche, par exemple), le maximum de résonance correspond très sensiblement à une fréquence constante, un peu inférieure à la fréquence du ressort vibrant librement avec la même amplitude; ces appareils peuvent donc être utilisés, mais il faut éviter de dépasser une amplitude limite, variable avec la fréquence et les dimensions du ressort, sous peine de déterminer dans la région de flexion des modifications de structure qui abaissent le son propre, à moins qu'on ne laisse fréquemment reposer le ressort. Le phénomène paraît lié à la résistance de l'air, car dans le vide les ressorts peuvent supporter sans s'altérer des amplitudes beaucoup plus grandes. Ainsi, avec un ressort d'acier de $0^{mm},4$ à $0^{mm},7$ d'épaisseur, et 100 périodes, l'amplitude limite totale est 15 millimètres; pour une fréquence de 50, elle serait voisine de 30 millimètres.

Le maximum de résonance d'une anche sans caisse de résonance est sensiblement indépendant de l'amplitude; elle convient très bien au réglage d'une fréquence à la valeur pour laquelle elle est étalonnée. Si l'anche est munie d'une caisse de résonance, l'amplitude intervient, mais assez peu pour qu'on puisse encore l'utiliser au réglage d'une fréquence. Avec les faibles ressorts d'acier que l'on prend comme relais de contact, la hauteur du son propre croît légèrement avec l'amplitude; ces ressorts sont plus sensibles aux courants interrompus qu'aux courants alternatifs; on les utiliserait avec avantage comme relais de vibration pour les postes récepteurs de télégraphie sans fil, en les accordant à la fréquence d'interruption de l'inducteur transmetteur; ils seraient alors mis en vibration par les pulsations du courant interrompu qui traverse le cohéreur.

Les recherches doivent tendre à réaliser un résonateur dont on pourrait artificiellement, pour chaque amplitude, élever le son propre en modifiant ses constantes physiques, juste autant que l'amortissement total (magnétique et mécanique) tend à l'abaisser.

L'auteur termine par quelques observations relatives à la production des battements; il signale deux cas remarquables : la produc-

tion par brusque changement de la différence de phase, depuis le moment où la résonance commence jusqu'à celui où elle atteint un degré stable ; la production de battements réguliers par superposition de deux ondes de périodes différentes. On peut réaliser facilement ces derniers au moyen d'une anche d'harmonium en acier montée sur caisse de résonance, et que l'on excite par un courant d'air en même temps qu'on la soumet à l'action d'un champ magnétique périodique. En montant un petit miroir sur l'extrémité libre de l'anche, on peut montrer ces battements à tout un auditoire (1).

P. Lugol.

T. XIII, n° 3; 1904.

E. WARBURG. — Ueber die Ozonisierung des Sauerstoffs durch stille elektrische Entladung (Ozonisation de l'oxygène par la décharge électrique silencieuse). — P. 464-477.

La décharge ozonise l'oxygène et détruit l'ozone déjà formé : pour que cette destruction soit négligeable, il faut que la teneur en ozone soit faible, quelques centièmes au plus de la teneur maximum.

La quantité d'ozone obtenue par le passage d'un coulomb à travers le gaz est, à intensité de courant égale, indépendante de la différence de potentiel établie entre les deux électrodes.

Elle ne dépend pas non plus de la forme de l'anode (cette anode peut être un plan vis-à-vis de la pointe formant cathode, ou un cylindre dans l'axe duquel se trouve la pointe). Elle diminue quand l'intensité du courant augmente, pourvu que la lumière positive se produise seulement à la pointe.

Toutes choses égales d'ailleurs, l'ozonisation est plus active quand la pointe est négative, mais seulement pour les faibles intensités de courant. La décharge positive par la pointe est, au contraire, plus active dès que l'aigrette se produit.

Le rendement en ozone du travail électrique dépensé est le meil-

(1) Quelques-unes des reproductions photographiques qui accompagnent le mémoire, et qui sont d'une rare finesse, ont été obtenues à la presse rotative, sur du papier photographique à développement, et reproduisent tous les détails des clichés originaux. Le procédé, qui appartient à la « Neue Photographische Gesellschaft Berlin-Steglitz », est nouveau et très supérieur aux procédés usuels de tirage ; malheureusement les renseignements donnés par l'auteur sont trop incomplets pour qu'il y ait intérêt à les reproduire ici.

leur lorsque la pointe est négative, et l'intensité du courant la plus faible possible ; mais le travail électrique est encore 34 fois plus grand que l'équivalent de la chaleur de formation de l'ozone. La quantité d'électricité est de 200 à 1000 fois plus faible que ne l'exigerait un phénomène analogue à l'électrolyse.

L'ozonisation paraît due surtout à l'action des rayons lumineux et cathodiques produits par la décharge.

M. Lamotte.

A.-W. GRAY. — Ueber die Ozonisierung des Sauerstoffs bei der Stillen elektrischen Entladung (Ozonisation de l'oxygène par la décharge électrique silencieuse). — P. 477-492.

Ces expériences ont porté sur un ozoniseur Siemens. Cet appareil est formé de deux tubes de verre cylindriques et concentriques entre lesquels passe l'oxygène. A l'intérieur de chacun des tubes se trouve une électrode, permettant de faire passer l'effluve dans le gaz. Tant que la différence de potentiel est insuffisante pour produire un courant de conduction à travers le gaz, la capacité électrique de l'appareil reste constante et le gaz reste obscur pendant la charge, ne s'illuminant qu'au moment de la décharge : ce qui confirme les expériences de Shenstone et Priest. Au delà d'une certaine différence de potentiel, la capacité augmente et le gaz s'illumine pendant la charge et pendant la décharge. Dans les deux cas, la capacité est la même, que le gaz soit de l'oxygène ou de l'air.

La masse de l'ozone obtenu par un coulomb transporté par le courant de conduction est indépendante de la différence de potentiel entre les électrodes et de la quantité d'électricité dépensée.

M. Lamotte.

A. EVERSHEIM. — Verhalten von Leitfähigheit und Dielektrizitätskonstanten einiger Substanzen vor und in dem kritischen Zustand (Conductibilité et pouvoir inducteur spécifique de quelques corps avant et dans l'état critique). — P. 492-512.

Les corps sont enfermés dans un petit tube de verre scellé, à l'intérieur duquel pénètrent deux fils de platine, terminés par des électrodes cylindriques : l'électrode supérieure est double, formée de deux cylindres entre lesquels vient s'engager l'électrode infé-

rieure, de manière que l'ensemble forme un condenseur de capacité notable.

La conductibilité est mesurée par la méthode de Nernst, en même temps que la capacité et par suite le pouvoir inducteur spécifique. La température est donnée par un élément thermoélectrique.

Les résultats obtenus avec l'ammoniaque, l'anhydride sulfureux, l'éther éthylique, le gaz sulfhydrique, le chlore, sont à peu près les mêmes. On constate une variation rapide de la résistivité moléculaire et du pouvoir inducteur au voisinage de l'état critique. La conductibilité n'est pas liée à l'état liquide, et la variation, quoique rapide, est continue.

Les courbes obtenues en laissant immobile le récipient ont une forme plus aplatie que les courbes obtenues en l'agitant à chaque mesure.

Il est probable d'après cette observation que le passage de l'état liquide à l'état gazeux ne se produit pas juste à la température dite critique, mais se fait progressivement; l'égalité de densité ne serait pas nécessaire, mais seulement possible à partir de cette température.

M. Lamotte.

P. DRUDE. — Ueber induktive Erregung zweier elektrischer Schwingungskreisen mit Anwendung auf Perioden und Dampfungsmessung, Tesla-transformatorem und drahtlose Telegraphie (Excitation par induction de deux circuits d'oscillations électriques : application à la mesure des périodes et des amortissements aux transformateurs Tesla, à la télégraphie sans fil). — P. 512-562.

Ce mémoire, d'un caractère mathématique très développé, ne se prête pas à une analyse complète. Nous nous contentons de reproduire *in extenso* les conclusions de l'auteur :

1° En observant simultanément la courbe de résonance pour l'amplitude maximum d'une part, l'effet total d'autre part, on obtient l'amortissement individuel des deux circuits, ainsi que la période du résonateur;

2° La courbe de résonance est d'autant plus abrupte que la liaison des deux circuits est plus faible; elle est plus abrupte pour l'effet total que pour l'amplitude maximum;

3° Le transformateur Tesla le plus efficace se compose d'*une seule* spire primaire et d'un grand nombre de spires secondaires formant

une bobine dont le diamètre et la longueur sont dans un rapport déterminé (ce rapport n'est pas encore connu exactement). Le nombre des spires secondaires est limité par des conditions accessoires : l'isolant doit résister à la décharge et le diamètre du fil ne doit pas être trop petit. De plus, si on augmente le nombre des spires secondaires, il faut employer une bobine d'induction plus forte.

Il faut éviter dans le primaire toute self-induction morte, c'est-à-dire n'agissant pas sur le secondaire. Par suite, le fil du primaire doit être le plus gros possible et la liaison entre le primaire et la bobine Tesla, telle que les fréquences des deux oscillations propres soient dans le rapport 1 : 2 ou le plus près possible de ce rapport.

La capacité du primaire doit être choisie de manière à mettre le primaire en résonance avec la bobine Tesla et, pour éviter les décharges et les charges résiduelles, être formée par des lames de métal plongées dans un liquide isolant, du pétrole par exemple.

Lorsque la liaison est faible, il faut que la capacité primaire soit la plus grande possible ; il est indifférent que ce résultat soit obtenu par de petites bobines à spires nombreuses ou par de grandes bobines avec moins de spires. Quand la liaison est étroite, il est plus avantageux de prendre un grand nombre de spires. La différence de potentiel entre les pôles de l'étincelle a peu d'influence ;

4° L'amortissement des oscillations primaires et secondaires exerce une influence marquée sur l'efficacité du transformateur quand la liaison est lâche, beaucoup moins quand la liaison est étroite ;

5° Dans la télégraphie sans fil, on obtient la résonance la mieux définie (aux dépens, il est vrai, de l'intensité) en employant un récepteur et un transmetteur à faible amortissement et à liaison lâche. Il est préférable d'employer dans le récepteur un indicateur d'ondes réagissant sur l'effet total ;

6° Si le récepteur est à liaison lâche et le transmetteur à liaison étroite, il est impossible d'obtenir une résonance nette. C'est seulement quand la liaison est très forte dans le transmetteur qu'on peut syntoniser le récepteur avec lui. La fréquence du récepteur doit être $\frac{1}{\sqrt{2}}$ fois celle des deux oscillations (accordées ensemble) du transmetteur.

Si le récepteur et le transmetteur sont identiques, on obtient de grandes intensités, mais une résonance moins nette, meilleure par rapport à l'effet total que par rapport à l'amplitude maximum. L'effet

le plus grand correspond au rapport 1 : 2 des périodes de chaque appareil. Si l'indicateur réagit sur l'amplitude maximum, l'effet est à peu près indépendant de l'amortissement; mais la résonance est moins nette que si l'indicateur réagit sur l'effet total.

M. Lamotte.

G. BAKKER. — Die Faraday-Maxwell'schen Spannungen (Tensions de Faraday-Maxwell). — P. 562-573.

Les tensions qui, dans la théorie de Maxwell, sont appliquées à la surface d'un élément du diélectrique, ne peuvent être assimilées, comme on l'a fait souvent, aux tensions (ou pressions) considérées en élasticité.

M. Lamotte.

F. HIMSTEDT. — Ueber die radioaktive Emanation der Wasser und Oelquellen (Emanation radioactive des sources d'eau et de pétrole). — P. 573-583.

Toutes les eaux puisées directement à une source ou à un puits rendent conducteur l'air qu'on y fait barboter; mais les eaux courantes ont perdu cette propriété.

L'émanation provenant de 3/4 de litre d'eau élève la conductibilité de 50 litres d'air à 40 fois sa valeur primitive.

En faisant barboter dans un liquide inactif un courant d'air actif produit par une trompe à eau, on rend le liquide actif. Ainsi 1 litre de pétrole peut absorber 20 fois autant d'émanation que le même volume d'eau traité de la même manière. Le pétrole naturel est d'ailleurs actif lui-même ; le pétrole commercial obtenu par distillation a perdu cette activité ; l'émanation est chassée par l'ébullition.

Un liquide inactif peut être rendu actif en y faisant barboter l'air actif provenant d'une cave ou en le laissant séjourner dans cet air. Entre le gaz et le liquide tend à s'établir un état d'équilibre caractérisé par un certain rapport entre les quantités d'émanation qu'ils renferment; ce phénomène obéirait à une loi analogue à celle des mélanges gazeux.

Il en résulte que, dans certaines circonstances, on peut observer une diminution de conductibilité de l'air du laboratoire, si l'air ou le liquide expérimentés renferment moins d'émanation et, par suite, lui en empruntent.

L'émanation se condense entièrement à la température de l'air liquide : sa température de condensation est comprise entre — 147 et — 154°.

L'émanation condensée provoque le scintillement de la blende de Sidot.

L'activité de l'air ou de l'eau conservés en tube scellé se perd peu à peu.

L'émanation n'est détruite ni par les acides, ni par les alcalis, ni par le cuivre ou le magnésium incandescent, non plus que par l'étincelle ou par l'effluve.

M. Lamotte.

G.-C. SCHMIDT. — Ueber die Wirkung von Kanalstrahlen auf Aluminiumoxyd und Zinkoxyd (Action des rayons-canal sur l'alumine et l'oxyde de zinc). — P. 622-634.

En réponse aux critiques de M. Tafel, l'auteur maintient son explication des phénomènes de fluorescence provoqués par les rayons-canal et la confirme par de nouvelles expériences. Rigoureusement purs, l'alumine et l'oxyde de zinc ne deviennent pas fluorescents : la fluorescence apparaît dès qu'on ajoute à l'alumine une trace de chrome, à l'oxyde de zinc une trace de cadmium. Ce sont ces *dissolutions solides* qui deviennent fluorescentes.

La diminution rapide de la fluorescence provient de l'action décomposante des rayons-canal, action qui peut se déceler par voie chimique dans quelques cas particuliers (NaCl, KCl).

M. Lamotte.

R. GANS. — Magnetostriktion ferromagnetischer Körper (Bemerk. zu einer Arbeit des Hrn. A. Heydweiller) (Magnétostriction des corps paramagnétiques : remarques sur un travail de M. Heydweiller). — P. 634-639.

L'auteur rectifie l'expression du travail des forces magnétiques donnée par M. Heydweiller et refait les calculs en partant de la formule qu'il regarde comme exacte.

M. Lamotte.

---

**COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;**

**T. CXXXVI; 1er semestre 1903.**

**TH. MOUREAUX. — Sur la valeur absolue des éléments magnétiques au 1er janvier 1903. — P. 44.**

*Station du Val Joyeux.*

| | Valeurs absolues | Variations séculaires |
|---|---|---|
| Longitude ouest. . . . . . . . | 0° 19′ 23″ | » |
| Latitude nord. . . . . . . . . | 48° 49′ 16″ | » |
| Déclinaison occidentale. . . . | 15° 7′ 07 | — 3′ 28 |
| Inclinaison . . . . . . . . . . . | 64° 55′ 2 | — 3′ 0 |
| Composante horizontale. . . . | 0,19712 | + 0,00028 |
| Composante verticale. . . . . . | 0,42118 | — 0,00038 |
| Composante nord. . . . . . . . | 0,19030 | + 0,00032 |
| Composante ouest . . . . . . . | 0,05141 | — 0,00011 |
| Force totale. . . . . . . . . . . | 0,46502 | — 0,00023 |

**PONSOT. — Résistivité et température. — P. 87.**

**L'auteur, considérant deux sources de chaleur très étendues, reliées par une multitude de conducteurs identiques traversés par un courant, en déduit les deux résultats suivants :**

**1° La résistivité est nulle au zéro absolu, pour les corps dans lesquels le passage du courant ne produit aucune modification chimique;**

**2° On ne connaît pas la relation entre la résistivité et la température absolue.**

**GEORGES CHARPY et L. GRENET. — Sur la dilatation des aciers trempés. P. 92.**

**Pour les aciers doux (0,5 de carbone au plus), la trempe dans l'eau ou l'huile, en partant de températures comprises entre 700° et 1000°, ne modifie pas d'une façon appréciable le coefficient de dilatation.**

**Il en est de même pour les aciers contenant de 0,60 à 1 0/0 et plus de carbone. Mais, si on trempe à l'eau froide de petits barreaux de ces derniers après chauffage à plus de 900°, on observe que leur courbe de dilatation présente une variation brusque correspondant**

à une contraction à une température voisine de 300° pour ceux contenant moins de 1 0/0 de carbone, et pour les autres deux variations brusques vers 150° et 300°. Les effets de la trempe sur les phénomènes de dilatation sont sans corrélation, soit avec les variations des propriétés mécaniques, soit avec les points de transformation indiqués par les différentes méthodes physiques.

TOMMASINA. — Constatation d'un champ tournant électromagnétique produit par une modification hélicoïdale des stratifications dans un tube à air raréfié. — P. 153.

L'auteur se sert d'un tube cylindrique, à air sec raréfié, muni de deux électrodes entre lesquelles se produit la décharge d'une bobine d'induction. Un aimant en fer à cheval se déplace parallèlement à sa ligne polaire et à l'axe du tube, d'un mouvement de va-et-vient, près de l'une des électrodes ; à l'autre, on observe que les stratifications lumineuses, suivant le sens du déplacement, semblent sortir ou entrer dans un étui invisible dont l'ouverture serait à 7 millimètres environ de l'électrode.

Une rotation intérieure y est aussi parfaitement visible. On constate de plus que la cathode est frappée continuellement de tous les côtés par un certain nombre de petites particules brillantes, accompagnées quelquefois d'un petit jet de luminosité en forme d'auréole. Jamais ce phénomène ne se manifeste pour une anode ; cette projection est donc d'origine cathodique.

BOUSSINESQ. — Théorie de l'absorption de la lumière par les cristaux symétriques. — P. 193, 272, 530, 581.

L'auteur considère le cas d'un système d'ondes planes, dont les vibrations sont pendulaires, et qui sont assez étendues latéralement pour se comporter comme des ondes indéfinies. Il trouve pour le coefficient d'absorption la relation :

$$f = \omega \frac{al^2 + bm^2 + cn^2}{\sin V \sin V' \cos U},$$

en désignant par :

$\omega$, la vitesse de propagation suivant la normale aux ondes ;

$a$, $b$, $c$, des constantes positives très petites, variant avec la période ;

$l$, $m$, $n$, les cosinus directeurs de la vibration ;

V, V′, les angles de la vibration avec les deux normales aux ondes et aux plans d'égale amplitude;

U, l'angle dièdre des plans des angles V et V′.

Il fait remarquer le rôle prépondérant de la direction ($l$, $m$, $n$) de la vibration, et indique l'existence d'un ellipsoïde d'absorption.

La formule s'applique dans certains cas aux corps dissymétriques, où les vibrations ne sont plus en général rectilignes, tels que les corps naturellement isotropes, solides ou fluides, sensibles au magnétisme et qu'on soumet à son action. Il rappelle à ce sujet les observations de M. Majorana [1] sur les dissolutions de sels de fer et donne enfin une théorie générale de la translucidité.

**H. BECQUEREL. — Sur la déviabilité magnétique et la nature de certains rayons émis par le radium et le polonium. — P. 199, 431, 977, 1173**

L'auteur vérifie les résultats obtenus par Rutherford sur la déviation des rayons α du radium. Il les étend au polonium.

La disposition employée utilise l'impression photographique, la matière active agissant sur la plaque par le passage des rayons à travers une fente très fine, disposée parallèlement au champ d'un électro-aimant Weiss.

Par production et renversement du champ, on obtient deux traces dont l'écartement permet de calculer le rayon de la trajectoire circulaire des radiations. Le rayon de courbure varie avec la longueur de cette trajectoire, perturbation qui semble due à la présence de l'air.

De ses recherches sur les corps radioactifs, il conclut :

1° L'uranium n'émet avec une intensité appréciable que des radiations chargées d'électricité négative et très pénétrantes (rayons β);

2° Le polonium émet des rayons α chargés positivement très absorbables et des rayons très pénétrants non déviables (rayons γ);

3° Le thorium et le radium émettent les deux espèces de radiations (β et α); ce dernier émet encore des rayons γ.

En outre, M. Becquerel a étudié la conductibilité que prend la paraffine solide sous l'influence du radium; elle est analogue à celle que J.-J. Thomson a trouvée sous l'action des rayons X. Elle diminue rapidement quand l'influence cesse, tout en restant encore appréciable pendant environ une demi-heure.

---

(1) Q. Majorana, *C. R.*, t. CXXXV, p. 235.

**LIPPMANN. — Sur l'emploi d'un fil télégraphique pour l'inscription des tremblements de terre et la mesure de leur vitesse de propagation. — P. 203.**

L'auteur propose de faire usage de trois stations, distantes de quelques kilomètres, reliées par un fil électrique. — A l'une, se trouvera un avertisseur mobile à contact électrique fonctionnant au premier choc sismique. La fermeture du contact envoie dans le fil un courant déclenchant aux deux autres stations les appareils inscripteurs qui fonctionnent alors quand le séisme y arrive. Même méthode pour la mesure de la vitesse de propagation du tremblement de terre en se servant d'un chronomètre électrique, mû aussi par le courant, et qui permet d'inscrire la seconde sur les appareils enregistreurs.

**P. CURIE (1). — Sur la radioactivité induite et sur l'émanation du radium. P. 223, 364, 1314.**

La radioactivité induite par le radium dans une enceinte que l'on soustrait ensuite à son action s'affaiblit graduellement suivant une fonction exponentielle du temps, indépendante de la température du corps activé, de la nature des parois de l'enceinte, de la nature et de la pression du gaz, etc. Elle diminue de moitié en 4 jours, si le corps est en enceinte fermée ; en 28 minutes, si le corps est exposé à l'air libre. Les corps activés ont acquis pendant quelque temps la propriété d'en activer d'autres.

Pour expliquer ces phénomènes, Rutherford suppose que le thorium et le radium émettent un gaz. L'émanation en effet se diffuse, se partage entre deux réservoirs comme le ferait un gaz, se condense à la température de l'air liquide.

**DEBIERNE. — Sur la radioactivité induite provoquée par les sels d'actinium. P. 446 et 671.**

Les sels d'actinium produisent une activation très intense à leur voisinage immédiat. Le gaz qui les entoure est fortement radioactif. Quand leur action cesse, l'activation produite diminue de moitié en quelques secondes.

L'air absorbe très fortement l'émanation de l'actinium ; le champ magnétique et le champ électrique la font dévier.

---

(1) Voir Sagnac, *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 553 ; 1903.

CH.-ED. GUILLAUME. — Aciers-Nickel. — P. 303, 336, 498, 1638.

Les aciers-nickel possèdent des propriétés irréversibles ou réversibles, c'est-à-dire douées ou non d'hystérèse thermique, suivant la teneur. Par le refroidissement gradué, on constate :

| Aciers irréversibles | Aciers réversibles |
| --- | --- |
| Apparition du magnétisme avec forte hystérèse thermique. | Apparition du magnétisme fonction bien définie de la température. |
| Augmentation irréversible du volume. | Diminution réversible de la contraction normale. |
| Diminution irréversible du module d'élasticité contraire au phénomène normal. | Diminution réversible du module d'élasticité contraire au phénomène normal. |
| Dégagement irréversible de chaleur. | Phénomènes thermiques réversibles probables. |

La dilatation des aciers-nickel dépend des corps étrangers. Dans les circonstances les plus favorables, on a :

| Teneur en Ni 0/0 | Formule de dilatation dans l'échelle normale |
| --- | --- |
| 48,7 . . . . . . . . | $(9{,}901 - 0{,}000670)\ 10^{-6}$ |
| 50,7 . . . . . . . . | $(9{,}824 + 0{,}002430)\ 10^{-6}$ |
| 53,2 . . . . . . . . | $(10{,}425 + 0{,}000310)\ 10^{-6}$ |
| 70,3 . . . . . . . . | $(11{,}890 + 0{,}003870)\ 10^{-6}$ |

Il y a aussi variation de longueur avec le temps dans un sens ou dans l'autre, suivant la teneur et les états antérieurs de l'alliage.

On peut admettre que, dans les alliages irréversibles, tout se passe comme si, à cause du nickel, le fer pouvait être amené jusqu'au seuil de la transformation faisant apparaître le magnétisme en conservant les propriétés de l'état $\gamma$, l'état $\alpha$ étant alors atteint par une transformation de faux équilibre.

Les alliages réversibles seraient constitués par des solutions réciproques du nickel avec le fer, tendant à se mettre dans l'état d'équilibre défini par des proportions de fer $\alpha$ et $\gamma$ correspondant à chaque température.

ALEX EGNELL. — Sur la vitesse moyenne du vent dans la verticale. — P. 358.

La quantité d'air déplacée dans le vent est constante à toutes les hauteurs depuis 300 mètres jusqu'à 12000 mètres.

La vitesse moyenne du vent varie en raison inverse de la densité de l'air.

BERTHELOT. — Une loi relative aux forces électromotrices des piles fondées sur l'action réciproque des dissolutions salines et électrolytes solubles. — P. 413, 481, 1109, 1358, 1497, 1601.

L'auteur énonce et donne des exemples de vérification de la loi suivante :

« Lorsqu'on fait agir une base sur un acide, la force électromotrice développée est la somme des forces électromotrices développées par l'action du sel correspondant sur l'acide, d'une part, et sur la base, d'autre part. Les dissolutions réagissantes sont supposées étendues, de titre équivalent, et ne donnant lieu à aucune séparation de produits gazeux ou insolubles ni à aucun changement progressif, autre que la neutralisation, dans leur constitution intérieure. »

Cette loi, vraie quelle que soit la température, n'est qu'un cas particulier de la loi plus générale :

Soient le liquide A et le liquide B constituant l'élément de pile A + B, de force électromotrice E ; le liquide A et le liquide AB (mélange de A et B), de force électromotrice $\varepsilon$ ; enfin B et AB, de force électromotrice $\varepsilon'$. On a :

$$E = \varepsilon + \varepsilon'.$$

La disposition expérimentale consiste à opposer les forces électromotrices, en utilisant autant que possible des électrodes impolarisables.

Les recherches faites sur les piles à un et deux liquides donnent aussi une relation simple entre les forces électromotrices de trois piles, ayant pour électrodes trois métaux différents associés deux à deux.

Enfin, des considérations théoriques, basées sur la thermochimie viennent confirmer les résultats expérimentaux.

BELLOC. — Décarburation spontanée des aciers. — P. 500 et 1321.

La décarburation de l'acier se produit au delà de 800°, quel que soit le milieu dans lequel il est plongé. Le chauffage brusque d'une spirale d'acier dur, dans un vide d'un centième de millimètre, donne

encore une décarburation, avec production sur les parois froides du ballon d'un métal gris, terne, mou et insensible à la trempe. (La production de métal sur les parois a lieu aussi avec le nickel, l'argent, le cuivre.)

Si, au contraire, on porte préalablement l'acier vers 550°, on chasse les gaz occlus dont le rôle est d'amorcer la décarburation qui exige ensuite l'intervention d'une énergie électrique ou chimique. Il n'y a plus alors décarburation, même si on opère à une température supérieure à 800°. En outre, par suite de la volatilisation du fer, le carbone résiduel se combine à l'acier restant et une surcarburation se produit.

MARIE et MARQUIS. — Sur un thermostat à chauffage et régulation électrique. P. 614.

Le chauffage de ce thermostat est réalisé par le passage d'un courant électrique dans un fil de platine. Le thermorégulateur est constitué par un cylindre rempli d'acétone; ce liquide, en se dilatant, fait varier le niveau d'une colonne de mercure. Une pointe de platine, qu'on écarte plus ou moins de cette colonne suivant la température à réaliser, ferme ou interrompt le circuit de chauffage. La température de l'appareil, protégé contre le rayonnement par de la sciure de bois, reste constante à 2 ou 3 centièmes de degré près.

GOUY. — Effet de la température sur les phénomènes électrocapillaires. P. 653.

L'auteur, opérant entre 12 et 52°, trouve que, pour l'eau et les corps peu actifs, le maximum de tension capillaire diminue, quand la température s'élève, et cela d'une quantité sensiblement la même.

Pour les corps actifs, le maximum diminue beaucoup moins et il peut même augmenter pour certains composés organiques très actifs.

H. PELLAT. — De la température absolue déduite du thermomètre normal. P. 809.

En appliquant à l'hydrogène les relations de la thermodynamique et en se servant de l'équation caractéristique de ce gaz [formule de

Van der Waals ou d'Amagat [1]] où les constantes sont déterminées au moyen des résultats de Regnault sur sa compressibilité, M. Pellat obtient la relation :

$$T = \frac{1}{\alpha} + 0°,11 + t.$$

La valeur de la température absolue ainsi déterminée est supérieure de $\frac{1}{10}$ de degré à celle adoptée ordinairement et qui est représentée par l'expression $T = \frac{1}{\alpha} + t$, où $\alpha = \frac{p_{100} - p_0}{100\, p_0}$ et où $t$ est la température donnée par le thermomètre normal à hydrogène.

H. MOULIN. — Sur une forme de la relation $\varphi(p, v, t) = 0$ relative aux fluides. P. 881.

L'auteur modifie la formule de Van der Waals et l'écrit :

$$p = \frac{a}{\omega^2} - \frac{b_1 \omega}{v^{\frac{2}{3}} \omega^2} + \frac{a_1}{v^{\frac{2}{3}} \omega},$$

où $\omega^3$ représente le rapport du covolume $(v - \alpha)$ au volume $v$, $b_1$ est un nombre, $a_1 = R'T$, $R'$ étant aussi un nombre.

Cette formule, quand $v$ est suffisamment petit, s'applique bien aux explosifs. Elle conduit aussi à la loi des états correspondants.

BERGET. — Sur un nouvel appareil permettant de rendre horizontal l'axe optique d'une lunette. — P. 883.

On réalise un plan vertical réfléchissant, sur lequel on fait l'autocollimation de la lunette, à l'aide d'un miroir argenté à faces bien parallèles. Ce miroir est suspendu à un cadre perpendiculairement auquel se trouve fixée une tige filetée où peuvent se mouvoir des masses pesantes. On fait l'autocollimation sur une face, on retourne le support ; le réticule et son image donnée par l'autre face ne coïncident plus en général. En agissant sur les masses pesantes, on amène le déplacement de l'image à être moitié moindre, on refait

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. III, p. 307.

l'autocollimation, on retourne, etc. Si les faces du miroir ne sont pas parallèles, on détermine leur angle et on en tient compte.

LE CADET. — Étude de l'électricité atmosphérique au sommet du mont Blanc par beau temps. — P. 886.

La variation diurne du potentiel électrique par beau temps au sommet du mont Blanc présente une oscillation simple avec un maximum vers trois ou quatre heures du soir et un minimum vers trois heures du matin. Il en est de même pour l'intensité du champ électrique. Enfin la déperdition de l'électricité négative dans l'air libre au voisinage du sol est environ 10 fois plus grande que la déperdition positive. Dans les vallées, au contraire, elle est sensiblement égale pour les deux signes.

G. MESLIN. — Sur le dichroïsme magnétique et électrique des liquides. — 1er semestre, p. 888, 931, 1305, 1059, 1438, 1641 ; 2e semestre, p. 182.

Les liquides contenant en dissolution une substance cristalline, placée dans un champ magnétique, ont la propriété d'absorber inégalement la vibration parallèle au champ et la vibration perpendiculaire (dichroïsme). Il faut pour cela que les cristaux obéissent à certaines conditions de forme (lamelles, petites tables), de densité, d'indice. Il n'y a rien avec les cristaux du système cubique.

Le phénomène est indépendant du sens du champ ; il peut durer parfois quelques secondes après sa suppression, et n'est pas empêché par l'agitation du liquide. Il est caractérisé par un signe, suivant que la vibration parallèle au champ est la plus absorbée (dichroïsme positif) ou non (dichroïsme négatif). On peut du reste, avec un même solide, donner naissance à l'un ou à l'autre, suivant la nature du liquide. Ex. : sulfate de cuivre et sulfure de carbone +, sulfate de cuivre et essence de térébenthine — ; cependant, pour certains solides, le signe reste indépendant du liquide. On peut grouper à la suite les uns des autres les solides, ainsi que les liquides, dans un ordre tel que tout groupement d'un solide et d'un liquide donne un dichroïsme dont le signe est celui du produit des différences des deux numéros d'ordre par la différence des deux indices. Comme la température agit sur les indices, elle peut soit affaiblir le dichroïsme (sulfate de zinc + benzine), soit changer le signe (sulfate de nickel + benzine).

Le champ magnétique n'est pas seul à produire le dichroïsme. Dans certains cas, le champ électrique le produit (héliantine et sulfure de carbone). Il peut même y avoir dichroïsme spontané, par orientation des lamelles sous l'influence de la pesanteur ou des forces moléculaires, telles que capillarité, viscosité, etc.; dans ce cas, le champ magnétique pourra modifier le dichroïsme en changeant l'orientation des lamelles.

GUYE et HERZFELD. — Sur l'hystérésis magnétique aux fréquences élevées. P. 957.

La puissance consommée par hystérésis est indépendante de la vitesse avec laquelle le cycle est parcouru. On le constate expérimentalement jusqu'aux environs de 1200 périodes à la seconde, à la condition d'employer des fils de fer suffisamment fins et de ne mesurer l'énergie dissipée dans le fil que par une méthode thermique. On élimine ainsi les courants de Foucault, et il n'y a pas de corrections à faire pour la puissance consommée dans les enroulements magnétisants.

E. VAN AUBEL. — Action des corps radioactifs sur la conductibilité électrique du sélénium. Action de l'ozone. — P. 929, 1189.

Le peroxyde d'hydrogène agit sur la plaque photographique et produit des phénomènes analogues à ceux que donnent les rayons cathodiques et ceux de Becquerel. Il en est de même pour l'essence de térébenthine.

L'auteur vérifie que ces deux corps diminuent la résistance électrique du sélénium, comme le font les rayons du radium, la lumière et les rayons de Röntgen; il admet l'existence des rayons émis.

Les corps traités par l'ozone, et susceptibles d'être attaqués par lui, augmentent au contraire la conductibilité électrique du sélénium.

B. EGINITIS. — Sur les étincelles électriques. — P. 962.

L'apparition des grands échauffements des pôles est accompagnée de la disparition des phénomènes lumineux présentés par l'étincelle, quand on dépasse une certaine température critique.

La grandeur des variations dépend de la self-induction. Pour certaines valeurs de celle-ci et si on prend pour pôles des fils fins dont on élève la température, une très faible élévation suffit pour amener la disparition. Les fils deviennent en même temps incandescents.

NEGREANO. — Séparation électrique des poudres métalliques de la matière inerte et de la partie métallique d'un minerai de sa gangue. — P. 964.

On place le mélange pulvérulent sur une plaque métallique horizontale isolée, qu'on relie au pôle négatif d'une machine électrostatique. On approche ensuite de la plaque un disque de métal mobile, en communication avec le pôle positif de la machine.

La poudre métallique, repoussée, se dépose en partie sur la partie supérieure du disque. Les parcelles semblent suivre le chemin des lignes de force.

GAIFFE et GUNTHER. — Dynamomètre de transmission donnant directement la puissance en kilogrammètres. — P. 1058.

L'instrument est construit de telle sorte que l'effort transmis permet le passage d'un courant dont un ampèremètre donne l'intensité moyenne. Selon que la source d'électricité utilisée est à potentiel constant ou à potentiel proportionnel à la vitesse de rotation des contacts mobiles, on a la mesure de l'effort ou de la puissance.

SALLES. — Répulsion de la lumière anodique par les rayons cathodiques. P. 1061.

L'auteur constate que, chaque fois que l'anode est protégée contre le rayonnement cathodique, elle est la base d'un cône de lumière bleue très brillante. L'expérience est très nette avec un tube en croix ayant les électrodes dans deux branches perpendiculaires.

Ce cône disparaît ou est très dévié, si le faisceau cathodique passe près d'une anode.

A. BROCHET. — Sur les diaphragmes métalliques. — P. 1062.

Un électrolyte séparé en deux par une lame métallique formant cloison étanche n'est décomposé que pour une tension aux bornes

supérieure au double de la tension de décomposition. Si la lame est percée d'un ou plusieurs trous, il se forme des dépôts circulaires ayant pour centres les trous. Mais, si les cercles empiètent complètement les uns sur les autres, la lame entière agit comme diaphragme, même si la tension aux bornes est supérieure au double de la tension de décomposition.

E. Van Aubel. — Sur les effets thermomagnétiques dans les alliages bismuth-plomb. — P. 1131.

Une plaque de bismuth, placée perpendiculairement aux lignes de force d'un champ magnétique et traversée par un flux calorifique, présente une différence de potentiel, changeant de signe avec le champ, entre deux points situés sur une perpendiculaire au flux (effet thermomagnétique transversal), et une différence, de sens invariable, entre deux points dans la direction du flux (effet longitudinal). Rien de semblable n'a été constaté pour le plomb.

Des traces de plomb dans le bismuth augmentent considérablement la valeur de l'effet transversal, qui conserve son sens. Ils diminuent l'effet longitudinal, jusqu'à même changer son signe.

LIPPMANN. — Distribution de la matière à la surface de la terre. — P. 1172.

M. Faye a démontré que, dans la réduction des observations du pendule, il n'y avait pas à tenir compte de l'attraction exercée par les massifs continentaux; grâce à l'action refroidissante de l'eau de mer, la croûte terrestre aurait sur les océans une plus grande épaisseur que sur les continents, d'où compensation.

M. Lippmann explique cette compensation par le principe d'Archimède. La croûte terrestre est flexible, du moins considérée sur une assez grande surface; la croûte solide repose sur les masses sous-jacentes liquides, et il y a égalité entre les matières solides accumulées et le liquide déplacé.

Sur une petite étendue, on ne peut plus considérer la terre comme flexible. Aussi doit-on faire les petites corrections locales, alors que les grandes corrections continentales disparaissent.

KORN. — Sur la transmission de photographies à l'aide d'un fil télégraphique. P. 1190.

La photographie à transmettre est placée sur le trajet d'un faisceau lumineux éclairant une pile de sélénium dont la résistance varie suivant les tons. Le courant résultant dévie plus ou moins l'aiguille d'un galvanomètre, qui, au repos, ferme le circuit d'un tube à vide, devant lequel se déplace la pellicule réceptrice, sur la bobine secondaire d'un appareil Tesla. La déviation intercale sur le circuit deux étincelles plus ou moins longues, d'où une variation correspondante de l'intensité lumineuse du tube et de l'impression de la pellicule.

ARIÈS. — Lois du déplacement de l'équilibre thermodynamique. — P. 1242.

L'auteur formule ces lois ainsi :

1° Dans un élément de transformation réversible qui s'exécute à pression ou à volume constant, la température du système augmente ou diminue suivant que ce système absorbe ou dégage de la chaleur;

2° Dans un élément de transformation réversible qui serait isothermique ou adiabatique, le volume du système augmente ou diminue suivant que la pression supportée par le système diminue ou augmente.

A. ANGOT. — Sur les variations simultanées des taches solaires et des températures terrestres. — P. 1245.

L'auteur fait la discussion et donne des exemples de vérification de la relation :

$$t = t_0 + ar,$$

$t$ étant la température moyenne annuelle ;
$r$, le nombre des taches solaires ;
$t_0$ et $a$, deux constantes.

PERROT. — Conductibilité thermique du bismuth cristallisé. — P. 1246.

L'auteur étudie divers parallélipipèdes de bismuth cristallisé et donne pour chacun le rapport des conductibilités thermiques et

des forces thermo-électriques entre 11 et 100°. La conductibilité est toujours la plus forte perpendiculairement à l'axe et dans le sens du clivage le plus facile.

FERRIÉ. — Sur les ondes hertziennes en télégraphie sans fil. — P. 1248.

Pour mesurer la longueur d'onde des oscillations produites dans une antenne, il suffit de lui relier, en un point compris entre l'oscillateur et la terre, une extrémité d'un fil horizontal dont l'autre est isolée, et d'intercaler un ampèremètre thermique dans ce fil au voisinage de la connexion.

On constate que la longueur d'onde et la capacité de l'antenne augmentent avec la longueur, le nombre et l'écartement des fils qui la constituent; sa self-induction est à peu près indépendante de sa forme.

De plus, quand on l'excite au moyen d'un transformateur Tesla, les oscillations, tout en conservant même période, ont un maximum d'énergie quand l'ensemble de l'antenne et des spires du secondaire représente un quart d'onde du mouvement vibratoire excitateur.

FERRIÉ. — Sur l'utilisation de l'énergie pour les transmissions de télégraphie sans fil. — P. 1310.

On utilise un transformateur industriel et on divise toutes les capacités qu'il peut charger en plusieurs groupes placés dans des circuits oscillants différents, mais montés sur un même oscillateur. Tous ces circuits, donnant des oscillations de même période, agiront sur l'antenne par l'intermédiaire d'un nombre égal de transformateurs Tesla.

LAFAY. — Sur la polarisation de la lumière diffusée par réfraction. P. 1251.

La lumière est diffusée par la face dépolie d'un prisme dont l'autre face, non dépolie, reçoit normalement un faisceau lumineux polarisé.

Pour des régions assez étendues, il y a polarisation elliptique, et, en un point, la proportion de lumière polarisée est d'autant plus forte que le polissage est poussé plus loin.

Si l'incidence est suffisante, il existe deux directions focales de réfraction, polarisées circulairement en sens inverse. Elles sont situées de part et d'autre d'un plan mené par le rayon incident perpendiculairement au plan de polarisation de ce rayon.

LAFAY. — Sur la conductibilité calorifique du fer dans le champ magnétique. P. 1308.

Maggi [1] avait annoncé que la conductibilité calorifique du fer était modifiée par l'action du magnétisme. L'auteur trouve que l'effet observé par Maggi est dû à un phénomène de convexion produit par un courant d'air chaud qui se déplace perpendiculairement à la direction du champ magnétique.

La conductibilité subit probablement une diminution appréciable dans un champ intense, mais sa valeur est à peu près la même quelle que soit l'orientation mutuelle des flux magnétique et calorifique.

KORN et STRAUSS. — Sur les rayons émis par le plomb radioactif. P. 1312.

Les auteurs concluent de leurs expériences que le plomb radioactif doit avoir :

1° Un rayonnement, dont les rayons cathodiques augmentent l'intensité, qui traverse les plaques de verre, d'aluminium, impressionne la plaque photographique et décharge très peu les corps électrisés (pouvoir électroactif);

2° Un effet d'un très grand pouvoir électroactif, dû probablement au dégagement d'une matière active, mais qui est moins pénétrant.

ROGOVSKY. — Sur la conductibilité extérieure des fils d'argent plongés dans l'eau. — 1er semestre, p. 1391; et 2e semestre, p. 1244.

On sait qu'on appelle conductibilité extérieure d'un corps la quantité de chaleur passant à travers 1 centimètre carré de sa surface pendant une seconde, quand la température de cette surface diffère de la température ambiante de 1°. Cette conductibilité a été déterminée pour les fils d'argent traversés par un courant électrique

---

(1) *Archives de Genève*, t. XIV, p. 132; 1850.

et placés dans des tubes de verre parcourus par un courant d'eau froide. Elle est de la forme $H = a \times b\theta$, H étant la conductibilité étudiée, $\theta$ la différence des températures supposée supérieure à 3°,5, $a$ et $b$ deux constantes dépendant de la température et de la vitesse de l'eau ambiante.

L'auteur a cherché de même s'il n'y avait pas de différence de température au contact des fils d'argent et de l'eau. Il trouve que la différence de température ne peut se réduire à plus de 5 0/0, à cause de la formation d'une couche d'eau adhérente. Elle atteint jusqu'à 24° dans certaines expériences.

F. RÉ. — Hypothèse sur la nature des corps radioactifs. — P. 1393.

L'auteur fait l'hypothèse suivante, qui permet d'expliquer les faits expérimentaux.

Les particules constitutives des atomes ont été auparavant libres et elles ont constitué une nébuleuse de ténuité extrême; dans la suite, elles se sont réunies autour des centres de condensation, donnant naissance à des soleils infiniment petits qui, par un procédé de contraction ultérieur, ont pris des formes stables et définitives qui sont les atomes. Les soleils plus grands non éteints constitueraient les atomes des corps radioactifs.

G. GUILBERT. — Sur la prévision des variations barométriques. P. 1443.

L'auteur montre que l'étude des vents peut permettre de prévoir les variations barométriques.

MAILLARD. — Sur la constitution physique de l'atmosphère. — P. 1546.

La densité de l'air, grâce au refroidissement, n'est nullement négligeable jusque 80 kilomètres; elle doit même, après avoir diminué jusqu'à 30-50 kilomètres, augmenter jusque vers 75. Les durées du crépuscule, la présence du krypton à plus de 100 kilomètres, l'incandescence des étoiles filantes, la couleur de l'air semblent confirmer cette hypothèse.

De TAVERNIER. — L'électrotypographe et le télétypographe. — P. 1637.

L'électrotypographe est une machine qui fabrique la composition typographique en caractères mobiles, fondus au fur et à mesure et disposés en lignes.

Le télétypographe permet de composer le même texte en même temps dans plusieurs villes.

BROCA et TURCHINI. — Sur les phénomènes de l'antenne de la télégraphie sans fil. — P. 1644.

L'appareil utilisé est un électrodynamomètre pour courants de haute fréquence, composé d'une lame d'aluminium placée entre deux lames fixes réunies par une de leurs extrémités. Le courant passe dans les deux lames fixes en sens inverse, puis dans la lame mobile qui est déviée, déviation lue au microscope. On étalonne en courant continu, en faisant une inversion de courant pour tenir compte du champ terrestre.

L'appareil permet de vérifier la loi suivante : malgré la variation considérable du courant le long d'une antenne, la différence de potentiel est sensiblement constante tout le long de cette antenne; la répartition des potentiels y est donc linéaire, et c'est l'énergie correspondante qui est certainement l'origine du rayonnement.

PELLAT et LEDUC. — Détermination de l'équivalent électrolytique de l'argent. P. 1649.

La masse d'argent déposée par 1 coulomb est comprise entre $1^{mgr},119$ et $1^{mgr},120$. L'intensité du courant était telle que la différence de potentiel produite aux bornes d'une résistance étalonnée équilibrait celle d'un Latimer Clark. Celui-ci fut de même opposé à la différence de potentiel produite dans une autre résistance connue par un courant traversant l'électrodynamomètre absolu qui en mesurait l'intensité.

A. CHARPENTIER. — Sur le transport électrique de certains ions dans la gélatine. — P. 1652.

L'ion chromique se déplace sur la gélatine avec une vitesse de beaucoup supérieure à celle qu'il a dans les solutions aqueuses. C'est qu'au phénomène de conduction électrolytique s'ajoute une osmose électrique de même sens. Une solution faible d'acide chromique est en effet transportée, en sens inverse du courant, à travers une cloison de gélatine. Il est à remarquer qu'elle est transportée dans le sens du courant à travers une cloison argileuse (filtre Chamberland).

GUILLEMINOT. — Production de l'ozone par les spirales à haute tension et haute fréquence. — P. 1653.

L'appareil se compose de deux spirales, placées face à face parallèlement, constituées chacune par un fil de cuivre enroulé en spirale dans un seul plan.

On fait passer le courant dans une seule des deux. Il y a une influence énorme produite sur l'autre, une grande surface d'effluvation sombre et une production abondante d'ozone.

VAUGEOIS. — Plaques positives d'accumulateur, genre Planté, à grande capacité. P. 1655.

L'auteur signale les résultats obtenus, sans indiquer la méthode de formation des plaques.

A. COTTON et A. MOUTON. — Nouveau procédé pour mettre en évidence les objets ultra-microscopiques. — P. 1657.

On sait qu'on ne peut étudier au microscope des objets de dimension inférieure à un quart de longueur d'onde, mais qu'on peut constater l'existence d'objets plus petits, s'ils émettent par eux-mêmes assez de lumière. Pour cela, Siedentopf et Zsigmondy [1] ont montré qu'il faut éclairer très vivement le milieu à étudier par un faisceau qui est diffracté par les pellicules que ce milieu renferme, mais aucun

[1] *Drude's Annalen*, t. X; — 1903; et *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 692; 1903.

rayon du faisceau ne doit pénétrer dans le microscope. Les pellicules doivent en outre être peu nombreuses.

Pour examiner une préparation d'un liquide de dilution et d'épaisseur convenables, les auteurs placent la lame sur un bloc de verre de forme convenable avec interposition d'un liquide de même indice. Un faisceau lumineux, traversant le bloc, vient converger dans le liquide au-dessous de l'objectif sous une incidence telle qu'il subit la réflexion totale sur la surface supérieure du couvre-objet. La source lumineuse employée est en général le filament d'une lampe Nernst.

G. CLAUDE. — Sur la liquéfaction anticipée de l'oxygène de l'air. P. 1659.

Les essais de l'auteur l'ont conduit à conclure que le phénomène de la condensation du mélange gazeux constituant l'air était l'inverse de celui de la vaporisation, contrairement à ce qu'on avait cru quelquefois. En effet, si de l'air est liquéfié progressivement, les premières parties liquides sont les plus riches en oxygène.

T. CXXXVII ; 2e semestre 1903.

EIFFEL. — Expériences sur la résistance de l'air. — P. 30.

L'appareil très lourd tombe en chute libre, guidé seulement par un câble vertical, et porte : 1° un galet roulant sur le câble et entraînant un tambour enregistreur ; 2° un diapason ; 3° la plaque d'essai portée par des ressorts tarés et reliés à une plume qui inscrit sur un tambour la pression due à la résistance de l'air.

En admettant que la pression soit proportionnelle à la surface, au carré de la vitesse, de sorte qu'elle puisse s'exprimer par $KSV^2$, K désignant la pression par mètre carré à la vitesse d'un mètre par seconde, l'auteur trouve que :

1° Le coefficient K croît avec la surface ;

2° A surface égale, le coefficient augmente avec le périmètre $p$, et on peut écrire :

$$K = 0,032 + 0,022p.$$

MALTÉZOS [1]. — Sur une espèce d'oscillation de la perception chromatique. P. 43.

Si on examine au spectroscope une bande colorée rouge d'intensité assez faible, on constate qu'elle oscille et s'efface complètement après avoir subi une faible diffusion par le contour, puis la perception de la couleur revient, la lumière s'efface de nouveau, etc., sans que cette bande paraisse incolore. Mais les autres bandes, surtout la violette, deviennent très vite incolores.

Une flamme de gaz, observée à travers des verres colorés, de couleur pure, devient lavée en passant par diverses dégradations de la même couleur et s'efface, sans devenir incolore avant l'effacement. Et, quand la perception de la lumière revient, elle paraît de couleur pure ; après quoi elle se mélange avec du blanc.

L'auteur, qui a eu à mesurer la faible intensité d'une flamme, propose de se servir d'une petite sphère à surface catoptrique placée très près de la flamme et très loin d'une bougie allumée. On voit ainsi deux petites taches lumineuses qu'on amène à avoir le même éclat.

CH.-ED. GUILLAUME. — Conséquences de la théorie des aciers au nickel. P. 44.

Pour le fer isolé ou en dissolution dans du nickel, l'état actuel dépend non seulement de la température et de la pression, mais aussi du champ magnétique. Le fer très dilué dans le nickel sera magnétique ou non en même temps que son support, c'est-à-dire qu'il prendra la température de transformation du nickel. Celle-ci est essentielle dans les phénomènes observés et entraîne celle du fer, qui seule engendre les anomalies de dilatation, d'élasticité, ainsi que la presque totalité du dégagement de chaleur.

ARIÈS. — Sur la diminution du potentiel pour tout changement spontané dans un milieu de température et de pression constantes. — P. 46.

L'auteur démontre d'une façon simple et rigoureuse, par les relations de la thermodynamique, la proposition suivante : « Si un sys-

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 228 ; 1902.

tème, placé dans un milieu à la température et à la pression duquel il est constamment soumis, vient à subir un changement spontané, grâce à la suppression de certaines liaisons qui empêchaient ce changement, quand un nouvel état d'équilibre sera établi le potentiel de ce système sera diminué. »

CHARBONNIER. — Sur la théorie du champ acoustique. — P. 171, 378.

Quand un corps solide se meut dans l'atmosphère d'une manière continue, son mouvement se communique à l'air environnant ; à l'instant $t$ une certaine portion de l'espace, dite champ acoustique, se trouve ébranlée. L'onde neutre est le lieu des points de l'espace où ne parvient aucun ébranlement. C'est un cône circulaire droit pour un mouvement rectiligne uniforme ; pour un mouvement circulaire uniforme, la trace de l'onde neutre sur le plan du mouvement est une spirale d'Archimède. L'onde neutre limite à l'arrière le champ acoustique avant et à l'avant le champ acoustique arrière. Le champ acoustique est limité à l'avant par une demi-sphère, à l'arrière par l'onde neutre, et le champ arrière présente une disposition inverse quand la vitesse du mobile est inférieure à celle du son. Si non (c'est le cas des coups de tonnerre produits par un éclair), en chaque point de la trajectoire il existe un cône circulaire dit cône sonore, le long des génératrices duquel le son se transmet avec une vitesse $a$. Ces cônes ont une enveloppe. L'onde de tête qui limite à l'avant le champ acoustique ne pénètre jamais à l'intérieur de l'enveloppe sonore. Au contact, elle présente un point de rebroussement se déplaçant sur l'enveloppe avec la vitesse du son.

Les bruits perçus par un observateur sont en nombre égal à celui des tangentes qu'on peut mener de lui à l'enveloppe et qui rencontrent la trajectoire. Leur direction est celle des tangentes ; leur intervalle est égal à la différence des longueurs de ces tangentes divisée par la vitesse du son.

La théorie précédente rend parfaitement compte des photographies de projectiles obtenues par le Dr Mach(1). Elle permet aussi une explication simple du frottement intérieur ou viscosité des gaz.

(1) Voir *J. de Phys.*, 1re série, t. VI, p. 71 ; 1877.

Général SÉBERT. — Sur l'aérodynamique et la théorie du champ acoustique. P. 357.

A propos des communications de M. Charbonnier, l'auteur donne l'historique complet des études faites sur les phénomènes sonores qui se produisent dans l'atmosphère au passage des mobiles animés de mouvements très rapides.

A. PETOT. — Contribution à l'étude de la surchauffe. — P. 173.

L'auteur, partant de l'équation de Clausius, donne une nouvelle expression de l'énergie interne d'une vapeur surchauffée et montre l'utilité d'une nouvelle mesure de la chaleur spécifique $c$ de la vapeur d'eau surchauffée, commencée seulement par Regnault.

P. LANGEVIN. — Sur la loi de recombinaison des ions. — P. 177.

L'expression $\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)}$, où $\alpha$ est le coefficient de recombinaison des ions, $k_1$ et $k_2$ les mobilités des ions des deux signes, représente le rapport du nombre des recombinaisons au nombre des collisions entre deux ions de signe contraire.

Cette expression peut prendre une autre forme, en admettant que les ions se recombinent lorsque, dans leur mouvement relatif, leurs centres au moment du périhélie se trouvent à une distance inférieure à une quantité donnée $\sigma$ ; on a alors :

$$\varepsilon = m\left(1 + \frac{e^2}{\sigma W}\right)\frac{\sigma^2}{r_0^2},$$

$m$ étant voisin de $\frac{1}{2}$, $e$ étant la charge d'un ion, $w$ son énergie cinétique moyenne, $r_0$ la distance moyenne de deux ions de signe contraire au moment du dernier choc avec une molécule neutre. Or $r_0$, seule quantité variable avec la pression, lui est inversement proportionnelle, quand celle-ci est faible. $\varepsilon$ est donc proportionnel au carré de la pression. C'est à ce résultat que conduisent les données relatives aux grandeurs moléculaires et les expériences de l'auteur. De plus,

$k_1$ et $k_2$ sont inversement proportionnels à la pression. Donc le coefficient de recombinaison $\alpha$ des ions est proportionnel à la pression.

ILIOVICI. — Essais sur la commutation dans les dynamos à courant continu. 1er semestre, p. 1545 et 2e semestre, p. 179.

L'auteur étudie :

1° La variation de l'intensité du courant dans la section en court-circuit, pendant la durée de la commutation;

2° La variation de la force électromotrice induite dans la section ;

3° La variation de la chute de tension entre un balai et une lame du collecteur, pendant le temps où la lame touche le balai ;

4° La variation de la chute de tension entre un balai et le collecteur, le long du balai, pour une position du collecteur.

Les méthodes employées dérivent de celle de M. Joubert pour le relevé point par point des différences de potentiel.

G. CLAUDE et E. DEMOUSSY. — Sur la séparation des mélanges gazeux par la force centrifuge. — P. 250.

Le gaz est contenu dans un tube horizontal tournant autour d'un axe vertical.

La vitesse linéaire à l'extrémité du tube atteint jusqu'à 94 mètres par seconde. Malgré cela, les auteurs n'ont obtenu aucune séparation, même en introduisant dans le tube le mélange sous pression, ce qui augmente la différence des densités des divers constituants.

G. MESLIN. — Sur la mesure du dichroïsme des cristaux. — P. 246.

L'auteur donne une méthode sensible de mesure du dichroïsme, méthode applicable même aux cristaux à dichroïsme blanc, c'est-à-dire absorbant également les différentes teintes, tout en présentant une absorption variable avec la direction. Elle repose sur la remarque suivante :

Si on fait tomber un faisceau de lumière naturelle sur un tel cristal, les composantes, primitivement égales, seront inégalement modifiées par l'absorption ; elles constitueront, à la sortie, un faisceau en partie polarisé qui, reçu sur un polariscope à teinte, donnera des colorations caractéristiques. La mesure du dichroïsme se fera en

faisant tomber sur le cristal de la lumière polarisée et cherchant l'angle dont il faut faire tourner le polariseur pour faire disparaître les colorations.

E. CHAUDIER. — Du dichroïsme électrique des liqueurs mixtes. — P. 248.

L'auteur a continué les études de M. Meslin sur le dichroïsme produit par un champ électrique(1). Il a trouvé que les liquides entrant dans la composition des liqueurs actives étaient des composés non oxygénés, à constante diélectrique peu élevée, tel le sulfure de carbone. Les solides actifs présentent sans exception une structure cristalline; le phénomène dépend de la constitution physique des particules (forme, indice, densité). Son signe est fonction des deux constituants des liqueurs mixtes, et, pour les mêmes liqueurs n'est pas forcément le même dans le champ magnétique ou électrique. De plus, les modifications subies à la sortie de la liqueur, par les composantes de la lumière parallèles ou perpendiculaires aux lignes de force, sont différentes dans les deux champs. La lumière émergente est en général polarisée rectilignement dans le champ magnétique ; elle est polarisée elliptiquement dans le champ électrique et on y observe toujours une biréfringence notable. Le phénomène n'est pas instantané, ce qui le différencie de celui de Kerr.

ARIÈS. — Sur les lois et équations de l'équilibre chimique.
P. 253, 738, 1239.

Le potentiel d'un système en équilibre chimique reste constant pour toute modification virtuelle élémentaire d'un système. De là, l'auteur établit que dans un système :

1° Le potentiel d'une même masse de l'un quelconque des corps a la même valeur dans toutes les phases que ce corps occupe;

2° Toute réaction chimique se produit avec la même équivalence entre potentiels moléculaires qu'entre poids moléculaires, et que, par suite, le potentiel de tout corps composé est égal à la somme des potentiels de ses constituants ;

3° A température constante, le changement chimique qui se pro-

(1) *Comptes Rendus*, t. CXXXVI, p. 930.

duit sous une augmentation de pression est celui qui entraîne une condensation de la matière ;

4° A pression constante, le changement qui se produit sous une augmentation de la température est celui qui absorbe de la chaleur.

Il généralise de plus la formule de Clapeyron en établissant la relation :

$$\frac{\partial p}{\partial T} = \frac{\Delta S}{\Delta V} = \frac{\Delta L}{T\Delta V},$$

où $\Delta L$ est la chaleur latente de transformation.

Cette relation s'applique à tous les états indifférents. Elle prouve que ces états se succèdent dans une direction déterminée, si la température, la pression (systèmes univariants) ou les quantités des constituants (systèmes bivariants) viennent à changer. La température reste toujours liée à la pression.

M. BERTHELOT. — Relations entre les piles à plusieurs liquides. P. 285 et 421.

L'auteur montre comment la force électromotrice d'un élément de pile constitué par la réaction de deux liquides contenus dans des vases concentriques est liée avec celle des éléments renfermant un seul liquide, les deux électrodes étant supposées différentes entre elles. Il donne des vérifications expérimentales et généralise la relation, puis étudie les piles à plusieurs liquides avec électrodes métalliques identiques.

V. LEGROS. — Focomètre photogrammétrique pour l'optique microscopique (instrument vérificateur de microscopes). — P. 314.

Cet instrument permet d'une façon commode la détermination des constantes d'une lentille, et l'étude de la distorsion.

L. TORRES. — Sur le télékine. — P. 317.

C'est un appareil qui est destiné à commander de loin la manœuvre d'une machine à l'aide d'un télégraphe avec ou sans fil.

Le télékine simple est constitué par un appareil télégraphique qui,

à chaque signal, fait avancer d'un pas une aiguille sur un cadran, et par un servomoteur électrique. L'aiguille entraîne des balais sur un disque garni de plots et détermine ainsi l'établissement ou l'interruption des contacts.

Le tólékine multiple sert à faire marcher plusieurs appareils à l'aide d'un distributeur approprié.

WICKERSHEIMER. — Nouvelles lois de tonométrie qu'on peut déduire des expériences de Raoult. — P. 319.

Ces lois, déduites des formules données par Raoult et Recoura, peuvent s'énoncer ainsi :

1° Les dépenses de chaleur nécessaires pour séparer d'une dissolution une même fraction du dissolvant à l'état solide ou à l'état de vapeur sont dans le rapport du carré des températures absolues de congélation et d'ébullition ;

2° Quelle que soit la substance fixe (non électrolyte) dissoute dans un dissolvant donné, la densité de la vapeur saturée de la dissolution est constante, c'est-à-dire indépendante de la nature et du poids de la substance dissoute, lorsque la dissolution est étendue.

BOUZAT. — Courbes de pression des systèmes univariants qui comprennent une phase gazeuse. — P. 322.

On peut distinguer 4 groupes de systèmes univariants : le groupe I des systèmes solide $\rightleftarrows$ liquide + gaz, le groupe II des systèmes solide $\rightleftarrows$ solide + gaz et des systèmes solide $\rightleftarrows$ gaz, le groupe III des systèmes liquide $\rightleftarrows$ liquide + gaz et des systèmes liquide $\rightleftarrows$, gaz et enfin le groupe IV des systèmes liquide $\rightleftarrows$ solide + gaz. A ces 4 groupes s'applique la loi suivante :

Le rapport des températures absolues correspondant à une même pression dans deux systèmes quelconques d'un même groupe est constant, quelle que soit la pression, ce qui équivaut d'après la formule de Clapeyron à : « La variation d'entropie qui résulte de la mise en liberté d'une molécule de gaz sous une pression déterminée a la même valeur pour tous les systèmes d'un même groupe. »

Les courbes montrent, de plus, que les variations d'entropie qui

correspondent au passage d'une molécule de l'état solide ou liquide à l'état gazeux sous une pression déterminée décroissent du groupe I au groupe IV.

B. EGINITIS. — Sur le rôle des noyaux métalliques des bobines. — P. 438.

L'auteur arrive aux résultats suivants, obtenus par l'étude de l'échauffement des pôles quand la self varie :

1° L'influence d'un noyau dépend de la forme de la bobine; l'effet est plus grand avec une bobine longue qu'avec une courte;

2° Deux noyaux de même dimension, dont l'un est creux et l'autre plein, n'ont pas le même effet sur la décharge;

3° L'action d'un noyau diminue quand la self-induction augmente, et augmente quand son diamètre augmente ;

4° L'action d'un noyau dépend de la température des pôles, de leur nature et de la distance explosive;

5° Un noyau de fer a une action plus forte qu'un noyau de laiton, celui-ci une action plus forte qu'un noyau de cuivre. Un noyau peut du reste, dans certains cas, n'avoir aucune influence.

DESLANDRES. — Simplicité des spectres de la lumière cathodique dans les gaz azotés et carbonés. — P. 457.

La lumière cathodique, dans la première moitié de la région ultra-violette (de λ 400 à λ 300), offre à peu près le même spectre que la lumière positive; mais, dans la deuxième moitié (de λ 300 à λ 200), elle présente un spectre de bandes caractéristique surtout net et intense dans les composés oxygénés.

Les bandes obéissent aux lois générales établies par l'auteur; le fait capital est qu'elles n'offrent qu'une seule série arithmétique, alors que, dans les cinq spectres de bandes connus du carbone, observés au pôle positif, le nombre des séries est plus grand. Le spectre du pôle négatif est formé par la répétition de raies simples; ceux des pôles positifs sont formés par la répétition de doublets ou de groupements plus compliqués.

Il en est de même pour l'azote.

Le rayonnement cathodique décompose donc les gaz en leurs éléments chimiques les plus simples.

L. GUILLET. — Propriétés et constitution des aciers au manganèse. — P. 480.

On a trois classes d'aciers :

| Classes | Microstructure | Aciers à faible teneur en C | Aciers carburés |
|---|---|---|---|
| I | perlite | de 0 à 5 0/0 de Mn | de 0 à 3 0/0 de Mn |
| II | martensite ou troostite | de 5 à 12 0/0 de Mn | de 3 à 7 0/0 de Mn |
| III | fer $\gamma$ | teneur en Mn > 12 0/0 | teneur en Mn > 7 0/0 |

Les aciers de la deuxième classe sont à martensite lorsqu'ils renferment moins de 0,5 0/0 de C, à troostite si plus. Les essais au choc montrent nettement que les aciers peu carburés et à teneur inférieure à 5 0/0 de manganèse ne sont pas fragiles.

Les transformations micrographiques obtenues par recuit, trempe, écrouissage ou refroidissement sont identiques à celles des aciers-nickel; il y a du reste une similitude très grande entre les deux groupes d'aciers, mais il faut moitié moins de manganèse pour produire le même effet que le nickel.

JEAN PERRIN. — Osmose électrique et électrisation de contact. Théorie des solutions colloïdales. — 1er semestre, p. 1388 et 1440 et 2e semestre, p. 513 et 564.

Quand une cloison poreuse sépare en deux régions un vase plein de liquide et qu'on plonge dans les deux portions deux électrodes à potentiels différents, il y a un mouvement d'ensemble du liquide à travers la paroi : c'est l'osmose électrique. Cette osmose résulte de l'électrisation que la cloison acquiert par contact avec le liquide, celui-ci prenant l'électrisation contraire; comme conséquence, du liquide filtré à travers la cloison sera chargé en sens contraire de celle-ci. L'électrisation par contact est donc la chose importante; l'osmose donne un moyen facile de l'étudier. On constate alors que :

La charge de contact entre un solide et un liquide est beaucoup plus grande, quand le corps est, comme l'eau, un bon ionisant. Elle est due à des ions présents dans le liquide.

Les seuls ions directement très actifs, dans l'eau, sont $H^+$ et $OH^-$. Chacun d'eux charge la paroi de son signe. Quand leurs actions sont comparables à concentration égale, la paroi n'a pas de charge dans l'eau pure et la sensibilité du phénomène pour un excès d'acide ou

de base peut dépasser celle du tournesol. Sinon, le point de neutralité est déplacé, comme il arrive avec certains indicateurs colorés.

Les ions positifs $Na^+$, $K^+$, $Li^+$, $AzH^4$ et les ions négatifs $Cl^-$, $Br^-$, $I^-$, $ClO^{3-}$, $CH^3CO^{2-}$, etc., agissent peu. Les ions $Ag^+$ et $Tl^+$ agissent beaucoup.

Tout ion polyvalent positif diminue l'action des ions $OH^-$ présents, et tout ion polyvalent négatif celle des ions $H^+$. Cette action paralysante grandit avec la concentration et surtout avec la valence.

On doit rapprocher ces résultats de ceux que donnent les colloïdes, qui sont probablement formés de granules, plus gros que les molécules, et chargés électriquement ; le signe de cette charge est sensible parfois aux plus légers excès d'acide ou de base. Les colloïdes sont coagulés par les électrolytes, l'action étant très grande pour les ions polyvalents de signe opposé à celui du colloïde et augmentant avec leur valence.

La théorie que propose l'auteur est alors la suivante : La tension superficielle et la cohésion favorisent l'accroissement d'un granule; mais son électrisation est une cause interne de dislocation, et on conçoit qu'il existe un diamètre pour lequel ces deux effets s'équilibrent.

Si on augmente l'électrisation de contact, on abaisse la grosseur du grain correspondant à l'équilibre stable et réciproquement. Le granule sera susceptible de grandir jusqu'à porter deux électrons, qui se repousseront jusqu'à amener la segmentation dans certains cas. Ainsi font, dans la cellule vivante, les leucites, les chromomères, le centrosome.

Si on dépasse en diminuant une certaine valeur critique, la segmentation devient impossible et les granules s'agrègent par tension superficielle en même temps que les petits se résorbent : c'est la coagulation.

BECQUEREL. — Sur la phosphorescence scintillante que présentent certaines substances sous l'action des rayons du radium.

TOMMASINA. — Sur la scintillation du sulfure de zinc phosphorescent en présence du radium, revivifiée par les décharges électriques. — P. 629 et 347.

Les substances qui manifestent la scintillation sont celles dont la phosphorescence est excitée par les rayons les plus absorbables du radium. En décomposant le rayonnement de ce corps, on constate

que ce sont les rayons α qui provoquent la scintillation, conformément à l'opinion de Crookes[1]. La phosphorescence excitée par les rayons β, lorsqu'elle est appréciable ou prépondérante, masque le phénomène produit par les rayons α. Les rayons X ne donnent rien.

En outre, la scintillation est plus vive si les écrans sont formés de petits cristaux. On peut donc admettre que, sous l'influence du rayonnement, les cristaux s'altèrent progressivement et se clivent d'autant plus vite qu'ils sont moins gros. Cette hypothèse est confirmée par les expériences de M. Tommasina. Des écrans ne présentant plus aucune scintillation ont repris leurs propriétés par les décharges électriques produites simplement par un bâton de verre ou de résine frotté. Les décharges renouvellent le clivage et le microscope a permis de constater que la scintillation était la plus nette quand on mettait au point sur les arêtes des cristaux. Il y aurait une production irrégulière de petites décharges là où se font les modifications du clivage. De plus, chaque petit cristal ne devient suffisamment électrisé, pour produire une décharge disruptive et modifier sa forme, qu'après avoir reçu un grand nombre de chocs des rayons α.

RINGELMANN. — Détermination expérimentale de la pression momentanée résultant du choc. — P. 644.

A l'aide d'un dynamomètre enregistreur, on constate que la pression C, qui se manifeste pendant un temps très court quand un poids P tombe d'une hauteur H sur un corps immobile, s'exprime par :

$$C = kPv,$$
$$k = 13,55, \qquad v = \sqrt{2gH}.$$

TASSILLY et CHAMBERLAND. — Sur un capillarimètre. — P. 645.

L'appareil, commode, se compose d'une lentille cylindrique biconcave sur les bords plans de laquelle on peut appliquer, à l'aide de deux pinces à ressort, deux lames à faces parallèles. On plonge le système dans un liquide. On observe deux ménisques dont on mesure la différence des niveaux à l'aide d'un microscope, qui permet la

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 548 ; 1903.

lecture au $\frac{1}{100}$ de millimètre. La dénivellation donne la constante capillaire, après que l'appareil a été taré avec des corps de constante connue.

GRIFFITHS. — Changement de résistance électrique du sélénium sous l'influence de certaines substances. — P. 647.

L'auteur a constaté que la résistance diminuait sous l'influence de solutions alcooliques de quelques pigments de plantes et d'animaux; on sait que le même effet est produit par la lumière, les rayons du radium et de Röntgen. Edison a prouvé que quelques-uns de ces pigments produisaient la phosphorescence. Peut-être émettraient-ils des rayons.

DITISHEIM. — Sur la relation entre la pression et la marche des chronomètres.

CH.-ED. GUILLAUME. — Remarques sur cette note. — P. 700.

Les variations de la marche sont sensiblement proportionnelles à la pression. Mais l'action de celle-ci augmente lorsque diminue le diamètre du balancier. Il y a donc un double effet dû au milieu dans lequel se meut l'organe oscillant du chronomètre. Le phénomène principal est un retard, qui s'accentue à mesure que la densité du milieu croît et qui est dû à l'entraînement de l'air. L'autre, de sens contraire et beaucoup plus faible, est dû à la résistance de l'air.

TH. MOUREAUX. — Sur la perturbation magnétique du 31 octobre 1903.

QUÉNISSET. — Remarques sur cette note. — P. 705 et 747.

MARCHAND. — Remarques sur cette note. — P. 789.

L'auteur signale une perturbation d'une intensité exceptionnelle. La déclinaison et la composante horizontale ont baissé, tandis qu'augmentait la composante verticale. Elle coïncide avec le passage au méridien central d'un groupe important de taches solaires. Ces taches étaient entourées d'immenses facules, auxquelles M. Quénisset attribue le rôle prépondérant.

M. Marchand fait remarquer que la présence des taches n'est pas

nécessaire pour qu'une forte perturbation se produise. Les facules suffisent. De plus, la comparaison des écarts de la déclinaison observés à différentes altitudes permet de conclure que, pendant les orages magnétiques, les courants perturbateurs du champ terrestre sont, au moins en partie, situés dans les hautes régions de l'atmosphère.

C. FABRY. — Sur une solution pratique du problème de la photométrie hétérochrome. — P. 743.

La méthode consiste à utiliser, pour chaque mesure photométrique, un étalon secondaire de même teinte que la lumière à mesurer.

On arrive en effet, en interposant devant une flamme (lampe Carcel) des milieux absorbants convenables, à avoir la même sensation de couleur que celle donnée par n'importe quelle lumière. Deux solutions affaiblissant l'une le bleu, l'autre le rouge, d'épaisseurs appropriées, suffisent pour cela. L'affaiblissement dû à ces solutions est déterminé une fois pour toutes, et on opère en comparant à l'étalon secondaire la source, puis l'étalon.

C'est en somme une méthode de double pesée.

THOULET. — Sur la transparence de la mer. — P. 748.

L'auteur compare la transparence de la mer à celle d'une eau chargée d'une quantité connue de kaolin fin.

L'intensité lumineuse possède une influence réelle, mais assez faible, sur la mesure.

G. CLAUDE. — Sur l'extraction de l'oxygène par la liquéfaction partielle de l'air avec retour en arrière. — P. 783.

L'artifice consiste à faire circuler les parties liquéfiées, à mesure qu'elles se forment, en sens inverse et au contact du courant gazeux qui les produit. Le liquide étant soustrait, par son retour en arrière, au contact du résidu gazeux, celui-ci peut donner naissance à une phase liquide moins oxygénée, et ainsi de suite. D'autre part, en présence des phases gazeuses moins épuisées que celle qui l'a fournie, le liquide échange une partie de l'azote plus volatil contre une partie de l'oxygène plus condensable.

En outre on a constaté que plus la pression de liquéfaction était faible, plus la rapidité de condensation était petite et plus riche était le liquide. On utilise donc toutes ces propriétés, et la compression à $0^{atm},7$ seulement suffit pour obtenir la séparation intégrale de tout l'oxygène de l'air traité, moyennant une liquéfaction d'un tiers de cet air.

M. BRILLOUIN. — Mesure des très petits angles de rotation. — P. 786.

Entre deux nicols à l'extinction, on place :

1° Une lame épaisse de spath à faces parallèles, taillée à environ 45° de l'axe ;

2° Une lame demi-onde à 45° des sections principales du spath ;

3° Une deuxième lame de spath identique et parallèle à la première.

Grâce à la lame demi-onde, le système équivaut à une lame d'épaisseur nulle ou très faible, si le parallélisme n'est pas rigoureux.

Si les lames de spath ont chacune 2 centimètres d'épaisseur, une rotation de 54″ de l'une des lames autour d'un axe perpendiculaire à la section principale correspond à une longueur d'onde. Comme on lit facilement le centième de frange, on mesure la demi-seconde. Un changement d'incidence d'au moins 3° est nécessaire, pour un même angle des deux lames, pour augmenter la différence de marche d'une longueur d'onde. Le diaphragme au foyer principal de l'objectif, nécessaire pour fixer l'incidence à $\frac{1}{100}$ de frange près, peut alors sous-tendre un angle de 2′.

Le procédé de mesure consiste à compenser la différence de marche au moyen d'un compensateur à teintes plates en quartz, et à constater la compensation par le retour entre des repères de la frange achromatique d'un compensateur Babinet.

C. CAMICHEL. — Sur la détermination des maxima et minima de transparence. P. 788.

L'appareil est le spectrophotomètre Gouy où les deux nicols sont remplacés par un disque tournant, à secteurs vides et pleins, qui atténue l'intensité de la lumière de la source de comparaison dans un rapport égal à la surface des secteurs vides divisée par la surface

totale du disque, quelle que soit la vitesse. La deuxième source traverse la substance à étudier. On note les radiations de même intensité pour une diminution variable, à volonté, de la source de comparaison.

C. TISSOT. — Sur la mesure de l'effet des ondes électriques à distance au moyen du bolomètre. — P. 846.

Les émissions produites par montage indirect ont beaucoup plus d'effet sur le bolomètre que celles produites par montage direct, c'est-à-dire quand l'antenne et la terre sont directement reliées aux boules de l'excitateur. On sait que l'effet sur le cohéreur est inverse. De plus le bolomètre met, de la façon la plus nette, les phénomènes de résonance en évidence, et pourra être très utile dans la solution du problème de la syntonie.

OSMOND, FRÉMOND et CARTAUD. — Les modes de déformation et de rupture des fers et des aciers doux. — P. 851.

Les auteurs distinguent sept sortes différentes de déformations élémentaires, correspondant aux trois structures, amorphe, cellulaire et cristalline, du fer. Le fer, corps cellulaire, est plastique ; le fer, corps cristallisé, est fragile. Comme conséquence, la rupture du métal sera précédée de grandes déformations ou bien brusque sans déformation.

CH. FERY. — Sur la température des flammes. — P. 909.

La méthode de mesure consiste à produire le renversement d'une raie métallique au moyen des rayons émis par un corps solide porté à une température convenable. Au moment où la raie disparaît, on admet que la température du solide égale celle de la flamme. Le solide est un filament de lampe à incandescence dont la température est donnée par le pyromètre à absorption ; les rayons émis traversaient la flamme à étudier contenant de la vapeur de sodium. La méthode suppose que le pouvoir émissif des flammes pour les raies émises est égal à l'unité, ce qui a été vérifié, et qu'elles ne sont pas luminescentes.

On trouve 1871° pour un bunsen à pleine admission d'air, 2420° pour le chalumeau à oxygène et hydrogène.

**De VALBREUZE. — Sur les phénomènes particuliers présentés par les arcs au mercure. — P. 912.**

Quand la pression varie entre 2 et 4 millimètres de mercure, l'anode présente d'abord une plage brillante, puis se couvre d'étoiles qui augmentent de grosseur et se soudent pour donner enfin une plage uniformément lumineuse.

Dans les phénomènes d'amorçage spontané de l'arc, que l'auteur étudie aussi, il est à remarquer que la difficulté à amorcer diminue par agitation de la surface.

Tous ces phénomènes peuvent s'expliquer par la présence d'une membrane superficielle s'opposant, surtout à froid, au passage du courant.

**Ch. MAURAIN. — Sur la suppression de l'hystérésis magnétique par l'action d'un champ magnétique oscillant. — P. 914.**

Un noyau de fer ou d'acier soumis en même temps à un cycle de champ magnétique et à l'action continue d'un champ oscillant de même direction donne une courbe d'aimantation unique, sur laquelle se placent tous les points obtenus à champ croissant ou décroissant. Il suffit pour cela que le noyau soit assez mince pour que le champ pénètre avec une intensité suffisante jusque dans la partie centrale, et que les effets d'induction soient symétriques (bobine de Ruhmkorff parcourue par un courant alternatif). Ce n'est que dans ce cas que les directions des deux champs coïncident à tout moment.

Cette suppression avait été prévue théoriquement par M. Duhem (1). La courbe est identique à la ligne des états naturels étudiée par lui.

**MATHIAS. — Sur la loi de distribution régulière de la force totale du magnétisme terrestre en France au 1er janvier 1896. — P. 916.**

L'auteur donne une formule représentant cette distribution, en comptant les latitudes et longitudes à partir de l'observatoire de Toulouse.

---

(1) *Mémoires de l'Académie de Belgique*, années 1895, 1897, 1901.

**MOUREAUX. — L'anomalie magnétique du bassin de Paris. — P. 918.**

Dans le bassin de Paris, les lignes isomagnétiques subissent des déformations accentuées et très nettes, montrant que les différents éléments observés ne sont pas exclusivement soumis à la seule action du champ terrestre. Si on attribue l'anomalie à des roches magnétiques, la limite supérieure de la masse perturbatrice se présenterait comme le relief d'une montagne recouverte par les terrains plus récents, avec des pics ou des arrêts aux points ou aux zones que les éléments magnétiques désignent comme centres d'attraction.

**Ch. FABRY. — Sur l'intensité de l'éclairement produit par le soleil ou les étoiles. P. 973 et 1248.**

L'auteur applique la méthode de la photométrie hétérochrome [1] qu'il a indiquée précédemment. Il trouve que l'éclairement produit par le soleil au zénith, à sa moyenne distance, est, au niveau de la mer, 100000 fois celui que donne une bougie décimale à 1 mètre; par suite, 1 millimètre carré du disque solaire, supposé d'éclat uniforme, émet normalement une intensité lumineuse de 1800 bougies, après absorption atmosphérique; la puissance par bougie est de 0,15 à 0,20 watt, sans absorption. Il trouve que, pour Véga, l'éclairement produit est égal à celui fourni par une bougie à 780 mètres, et en déduit une formule permettant de calculer le rapport des intensités d'une étoile et du soleil d'après la parallaxe et l'intensité de cette étoile.

**B. BRUNHES et P. DAVID. — Sur la direction de l'aimantation permanente dans diverses roches volcaniques. — P. 975.**

Les auteurs ont déjà signalé [1] les propriétés magnétiques de la brique naturelle produite, au Puy de Dôme, par des coulées de lave sur des couches d'argile. L'étude de cette lave les amène à penser qu'elle a dans l'ensemble la même direction d'aimantation que cette argile cuite. La lave aurait, elle aussi, conservé la direction d'aimantation du champ terrestre à l'époque de la coulée.

---

(1) *Comptes Rendus*, t. CXXXVII, p. 743.

**A. BROCA et D. SULZER. — Rôle du temps dans la comparaison des éclats lumineux en lumière colorée. — P. 977 et 1046.**

L'étude des courbes de la sensation en fonction du temps pour les diverses lumières colorées a conduit les auteurs à un phénomène analogue à celui de Purkinge. Si une lumière bleue et une autre quelconque ont le même éclat en régime permanent, le bleu augmentera d'éclat si la lumière n'agit sur l'œil que pendant un temps assez court. Le rouge agit de même par rapport au vert.

Il est à remarquer que la différence d'éclat diminue au bout d'un certain temps à cause de la fatigue rétinienne. Le bleu produit une fatigue très supérieure au rouge et au blanc; le vert en produit une très faible.

Par suite les manchons à incandescence, dont l'émission est surtout dans le vert, sont très favorables à l'œil; l'arc et les lampes à incandescence lui sont nuisibles.

**DESLANDRES. — Caractères principaux des spectres de lignes et de bandes. Considérations sur les origines des deux spectres. — P. 1013.**

Les gaz illuminés ont deux modes vibratoires distincts, correspondant aux spectres de lignes et de bandes. Ces spectres sont formés par la répétition de groupements de raies semblables, tels que doublets, triplets, etc.; mais :

1° Cette répétition dépend d'un paramètre dans les spectres de lignes, de trois dans les bandes;

2° Si la pression du gaz augmente, les raies des lignes sont déplacées vers le rouge, non celles des bandes;

3° Un champ magnétique intense divise les raies des spectres des lignes (effet Zeeman), non les autres.

Les spectres de lignes sont dus aux corps simples, de bandes aux corps composés. Quand un corps simple a les deux spectres, les bandes sont attribuées à une modification allotropique.

Les deux spectres, en effet, peuvent apparaître en même temps; mais celui de lignes correspond à une intensité plus grande du courant, et subsiste seul pour une certaine valeur de ce courant.

---

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 391 : 1903.

Admettant la théorie des électrons de Lorentz, l'auteur établit trois effets principaux du courant :

1° L'électron négatif, par ses chocs contre la molécule, provoque la vibration la plus générale, qui est un spectre de bandes ;

2° La molécule est décomposée en molécules plus simples et même en atomes, qui donnent alors le spectre de bandes le plus simple, celui du pôle négatif (1) ;

3° L'électron négatif s'unit à l'atome pour l'émission d'un système d'ondes nouveau et plus restreint, qui est un spectre de lignes.

J. MACÉ DE LÉPINAY et H. BUISSON. — Sur une nouvelle méthode de mesure des épaisseurs et des indices. — P. 1038.

La méthode consiste dans l'observation des anneaux des lames parallèles et des franges des lames mixtes (2), et s'étend aux lames épaisses et douées de pouvoir rotatoire. Elle permet la mesure à 0,01 près d'épaisseurs atteignant $3^{cm},6$ et suppose seulement que la lame ait des faces planes et parallèles sur une étendue de quelques millimètres carrés. Si la lame est cristallisée, on doit opérer en lumière polarisée parallèlement à une direction principale. Si elle a le pouvoir rotatoire perpendiculairement aux faces, on polarise circulairement la lumière. On a pu ainsi constater que divers quartz, ou diverses parties d'un quartz, n'ont pas rigoureusement le même indice.

E. BLOCH. — Sur l'ionisation par le phosphore. — P. 1091.

L'auteur complète ses études sur l'ionisation par le phosphore (3) par les mesures des mobilités $k_1$, $k_2$, des coefficients de recombinaison $\alpha$, du rapport $\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi (k_1 + k_2)}$ qu'il obtient en produisant une ionisation uniforme dans un gaz entraîné avec vitesse constante parallèlement aux armatures d'un condensateur cylindrique et mesurant la quantité d'électricité recueillie par l'armature centrale.

(1) Voir *C. R.*, t. CXXXVII, p. 457.
(2) Voir *C. R.*, t. CXXXV, p. 283.
(3) Voir *C. R.*, décembre 1902.

A. BLANC. — Étude d'une résistance de contact. — P. 1042.

La résistance est celle d'un cohéreur formé d'un plan et d'une bille d'acier (ou de laiton) polis. Cette résistance a une nature très différente d'une résistance métallique ; elle est une fonction réversible de l'intensité toutes les fois qu'elle n'est pas en train de varier par l'effet du passage du courant. Elle éprouve en outre une diminution irréversible (cohération) quand elle est traversée par un courant suffisant pendant un temps appréciable, et ce dernier phénomène dépend du sens du courant, chaque inversion produisant une chute de résistance qui diminue à mesure que la cohération avance.

Dr KOWALSKI. — Sur les décharges glissantes. — P. 1246.

On sait que, si la surface d'une plaque isolante, opposée à la surface sur laquelle on produit la décharge glissante, est couverte d'une couche conductrice, la décharge se produit plus facilement et est accompagnée d'un phénomène plus brillant. C'est l'étude quantitative de ce phénomène que l'auteur a faite en se rapprochant des conditions qu'on trouve dans les applications industrielles des condensateurs.

J. THOVERT. — Diffusiomètre. — P. 1249.

L'auteur poursuit ses recherches sur la diffusion [1], en opérant sur des dissolvants autres que l'eau. Il mesure la différence des indices des deux liquides à étudier par l'observation de la distance des deux images données par ces deux liquides d'une même fente ; puis, les faisant lentement diffuser l'un dans l'autre, il relève la déviation de l'image produite par le mélange. Il obtient ainsi l'indice du mélange, d'où sa concentration. L'expérience ne dure pas plus de trente minutes et donne de bons résultats.

G. Boizard.

---

(1) C. R., t. CXXXIII, p. 1197.

## RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR L'EXISTENCE DE LA POLARISATION ROTATOIRE DANS LES CRISTAUX BIAXES;

Par M. H. DUFET [1].

Quelques années après que Airy eut expliqué, à l'aide d'hypothèses que l'observation a justifiées *a posteriori* d'une façon plus ou moins complète, les phénomènes présentés par le quartz dans le voisinage de l'axe optique, dès 1837 Mac Cullagh [2], dans un essai de théorie de la polarisation rotatoire, arrivait à cette conclusion que les biaxes pouvaient aussi posséder la polarisation rotatoire, qu'en général la polarisation y est elliptique, qu'elle devient circulaire dans la direction des axes optiques, et que par suite, dans cette direction, certains cristaux biaxes devaient présenter des phénomènes analogues à ceux qu'on rencontre dans le quartz. Aucun essai de vérification ne fut fait. Verdet [3], rapportant les résultats de Mac Cullagh, insiste sur les difficultés d'une vérification expérimentale : « Dans les cristaux à un axe, le rayon ordinaire a une vitesse constante, et le rayon extraordinaire acquiert sa vitesse maximum ou minimum lorsqu'il se meut dans la direction de l'axe. Il en résulte que les phénomènes varient très lentement dans le voisinage de l'axe. Dans les cristaux à deux axes, au contraire, l'axe optique est une direction suivant laquelle les vitesses des deux rayons sont fortuitement égales; aucune d'elles n'y est maximum ou minimum, et elles varient rapidement dès qu'on s'en écarte. On conçoit donc que les propriétés rotatoires suivant les axes optiques seraient très difficiles à mettre en évidence. »

Le résultat de Mac Cullagh fut retrouvé par tous ceux qui s'occupèrent théoriquement de la question [4]. Une vérification expérimen-

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 20 mai 1904.

(2) Mac Cullagh, *Irish Acad. Transactions*, XVII, part 3, p. 461; — *Proceed. of Ir. Acad.*, p. 383; 1837-1840.

(3) Verdet, *Optique physique*, t. II, p. 326; 1870.

(4) Clebsch, *Journal de Crelle*, t. LVII, p. 355; 1860; — Boussinesq, *Journal de Liouville*, 2e série, t. XIII, p. 336; 1868; — Von Lang, *Pogg. Ann. Ergänz.*, *B.* VIII, p. 618; 1878; — W. Gibbs, *Amer. J. of Sc.*, 3e série, t. XXXIII, p. 460; 1882; — Voigt, *Wied. Ann.*, t. XIX, p. 897; 1883; — Goldhammer, *J. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 205; 1890; — O. Weder, *N. Jahrb. f. miner. Beil.*, *B.* XI, p. 1-45; 1897; — Chipart, *Théorie gyrostatique de la lumière*, p. 40, Paris, 1904.

tale est due à M. Beaulard ([1]), qui étudia le pouvoir rotatoire dans le quartz rendu biaxe par compression ; il montre, en employant la lumière parallèle, que dans un quartz comprimé, dans lequel l'angle des axes était de 8° environ, un rayon circulaire se propage sans altération dans les directions des axes optiques acquis par compression et avec une vitesse différente suivant le sens de gyration. La remarque de Verdet subsiste pourtant, car le quartz comprimé de M. Beaulard nous donne à coup sûr un biaxe, mais d'une biréfringence exceptionnellement faible dans le voisinage des axes optiques.

En 1901 paraît un mémoire de M. Pocklington ([2]), qui présente cet intérêt capital que l'auteur a le premier donné une méthode générale d'observation. Partant, comme l'avait fait W. Gibbs, de la théorie électromagnétique de la lumière, il arrive à des conséquences qui, pour les uniaxes, concordent absolument avec les résultats d'Airy, ou mieux avec ceux de M. Gouy. Ce savant, on le sait, a donné une théorie de la polarisation rotatoire ([3]) où il retrouve, avec des hypothèses beaucoup mieux établies que celles d'Airy, les résultats de ce dernier : suivant chaque direction, dans un milieu cristallisé, peuvent se propager deux vibrations elliptiques, de rotation inverse, géométriquement semblables et ayant leurs grands axes rectangulaires ; la vibration ayant une gyration de même sens que le pouvoir rotatoire du milieu prend l'avance ; l'excentricité des ellipses est fonction du retard qui serait donné par la double réfraction à des vibrations rectilignes dans le cas où le pouvoir rotatoire n'existerait pas.

M. Pocklington, retrouvant ce résultat pour les biaxes, fait remarquer que, sur une plaque taillée perpendiculairement à un axe optique et examinée en lumière convergente entre deux nicols croisés, la branche d'hyperbole qui traverse les anneaux circulaires obtenus dans ce cas ne sera pas noire, mais le deviendra, pendant que les anneaux se disloqueront, si on tourne dans un sens convenable le nicol analyseur. Si la lumière est analysée circulairement, on obtient

([1]) Beaulard, *Sur la coexistence du pouvoir rotatoire et de la double réfraction dans le quartz.*, thèse de la Faculté de Paris, Marseille, 1893. — Résumé dans *J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 472 ; 1893.

([2]) Pocklington, *Philos. Magaz.*, 6e série, t. II, p. 361 ; 1901. — Analysé dans *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 54 ; 1904.

([3]) Gouy, *Sur les effets simultanés du pouvoir rotatoire et de la double réfraction* (*J. de Phys.*, 2e série, t. IV, p. 149 ; 1885).

une spirale de même sens que le pouvoir rotatoire suivant l'axe. M. Pocklington a vérifié ces faits sur le sucre et le sel de Seignette potassique. Le sucre cristallise, comme on sait, dans le système clinorhombique, et présente l'hémiédrie non superposable ; les axes optiques sont dans le plan normal à l'axe binaire (plan de symétrie *déficient*) et font entre eux un angle de 47° 50′; l'un d'entre eux est perpendiculaire à un clivage parfait. Le pouvoir rotatoire, pour l'axe *non* perpendiculaire au clivage (axe *fort*), est *droit* et égal à $+64^\circ \pm 6^\circ$; pour l'autre axe (axe *faible*), il est *gauche* et égal à $-22^\circ \pm 2^\circ$, pour une épaisseur de 1 centimètre. La rotation pour le sucre fondu, calculée d'après le pouvoir rotatoire des dissolutions, serait de $+10^\circ$.

Avec l'analyseur circulaire, M. Pocklington, opérant sur des plaques trop minces, n'a vu que le commencement de la spirale ; les tours de spire sont rapidement *décalés*, dès qu'on s'éloigne de l'axe, au voisinage de la position qu'occupe en lumière polarisée rectilignement l'hyperbole neutre. Le phénomène rappelle celui des cristaux n'ayant pas de pouvoir rotatoire ; dans ceux-ci, l'hyperbole neutre prend une intensité $\frac{1}{2}$, et les demi-anneaux placés de part et d'autre de l'hyperbole sont contractés ou dilatés d'un quart de la distance qui les sépare du suivant. Les *fig.* 1 et 2 (Pl. I) représentent les spirales pour les deux axes du sucre, obtenues avec deux plaques de 4 millimètres d'épaisseur et pour la raie violette de l'arc au mercure ($\lambda = 0^\mu,4358$). La vibration incidente est parallèle au plan des axes optiques. L'analyseur est un analyseur circulaire ; en changeant le sens de rotation de la vibration circulaire transmise, on fait tourner la spirale de rotation de 180°, sans changer sa forme. Dans ces photographies, 1 centimètre répond à un angle des rayons *extérieurs* égal à 3° (1).

Pour le sel de Seignette potassique [$(C^4H^4O^6)NaK + 4H^2O$], M. Pocklington donne la valeur approchée $+12^\circ$ par centimètre ; ici le sel est orthorhombique, avec hémiédrie non superposable, et la rotation est la même pour les deux axes.

J'ai cherché à étendre les observations à d'autres sels en rendant le procédé d'observation plus facile et d'un emploi plus général. M. Pocklington observe les plaques entre deux nicols, sans appareil

(1) M. Cotton, maître de conférences à l'École normale, m'a prêté son concours pour l'obtention de ces photographies avec une complaisance dont je le remercie vivement.

convergent, ce qui revient à l'emploi de la pince à tourmalines; il n'est guère possible par ce moyen, avec des cristaux médiocrement biréfringents, comme le sucre, d'observer des plaques de plus de 6 à 7 millimètres d'épaisseur; les anneaux sont trop serrés. M. Pocklington indique une autre méthode qui permettrait d'étudier des plaques plus épaisses, mais exige des plaques assez étendues et bien homogènes; elle consiste à placer la plaque devant l'objectif d'une lunette, en mettant le polariseur en avant de la plaque et l'analyseur en arrière de l'oculaire.

On pourra étudier des substances très biréfringentes, en plaques assez épaisses, en modifiant légèrement les microscopes employés pour les observations en lumière convergente. On sait que dans ces instruments, microscope ordinaire ou appareil à angle des axes, l'image réelle des courbes isochromatiques formée dans le plan focal d'un objectif très convergent (*focus*) est examinée à l'aide d'une lentille auxiliaire, formant avec l'oculaire un nouveau microscope de faible grossissement. Il suffira de remplacer le *focus* par un objectif très faible, et la lentille auxiliaire par une lentille plus puissante ou un objectif de grossissement moyen. On peut ainsi étudier des corps très biréfringents, comme l'acide tartrique, où la biréfringence maximum atteint 0,109, sous une épaisseur de 1 centimètre.

J'ai vérifié d'abord les résultats de M. Pocklington; pour le sucre de canne, j'ai retrouvé les mêmes valeurs dans les limites des erreurs d'expérience. Pour le sel de Seignette potassique, je trouve une rotation un peu plus forte, $+13°,5$ au lieu de $+12°$.

Avec le sel de Seignette ammoniacal $[(C^4H^4O^6) NaAzH^4 + 4H^2O]$, on a une rotation *gauche* de $-15°,5$ par centimètre. Les deux sels sont droits en dissolution avec des pouvoirs rotatoires presque égaux. Mais il faut remarquer que, dans ces deux sels isomorphes, les axes optiques occupent des positions très différentes, et le changement de signe prouverait simplement que, comme dans le sucre, le pouvoir rotatoire cristallin est très variable avec la direction.

Au même système orthorhombique, avec le même genre d'hémiédrie, appartient le *d*-méthyl-α-glucoside, $C^6H^{11}(CH^3)O^6$. Il est dextrogyre en dissolution avec un pouvoir rotatoire considérable, $[\alpha_D] = 157°,5$. Les cristaux donnent suivant les axes une rotation *droite* de $+44°$ par centimètre.

L'hémiédrie non superposable du système orthorhombique se présente dans quelques cristaux dont les dissolutions sont absolument

inactives, et où par conséquent l'existence du pouvoir rotatoire cristallin tient uniquement à un phénomène de structure tout à fait indépendant de la symétrie ou de la dissymétrie de la molécule.

1° Le sulfate de magnésie ordinaire (sel d'Epsom) cristallise avec 7 molécules d'eau en cristaux hémièdres. Il m'a donné une rotation *gauche* de — 26° environ par centimètre. Les quelques cristaux assez volumineux et limpides pour se prêter à l'observation avaient la même forme, la face du sphénoèdre terminal à gauche et en haut en regardant l'angle obtus du prisme, et tous les trois tournaient à gauche. Il n'est pas douteux que des cristaux symétriques de ceux-ci donneraient une rotation droite.

2° Le phosphate monosodique $PO^4NaH^2$ peut cristalliser avec deux molécules d'eau, comme nous l'avons montré, A. Joly et moi, il y a un certain nombre d'années(1). Les cristaux que j'ai obtenus récemment, comme ceux que j'avais étudiés autrefois, présentent tous la même forme hémièdre et ont le même pouvoir rotatoire à *droite;* la valeur moyenne obtenue sur 3 bons cristaux est + 44°,5.

L'arséniate monosodique $AsO^4NaH^2 + 2H^2O$ est complètement isomorphe avec le phosphate et doit présenter un pouvoir rotatoire voisin ; mais je n'ai pu, à cause de l'élévation de la température, obtenir de bons cristaux de ce sel.

3° Le formiate de strontiane, étudié par Pasteur, qui avait essayé inutilement, nous savons pourquoi aujourd'hui, d'obtenir avec ce sel des dissolutions actives, ne présente pas, malgré son hémiédrie, de pouvoir rotatoire sensible sous une épaisseur de 9$^{mm}$,5.

Dans le système clinorhombique, j'ai observé la polarisation rotatoire dans l'acide tartrique et dans le rhamnose ou isodulcite.

L'acide tartrique a pour bissectrice obtuse des axes optiques l'axe binaire, qui est le seul élément de symétrie du cristal; les axes optiques sont donc symétriques par rapport à cet axe, et, par conséquent, sont identiques au point de vue du pouvoir rotatoire. L'acide tartrique ordinaire (ac. dextro-tartrique) présente suivant les axes une rotation *gauche* plus marquée que dans les corps précédents. J'ai mesuré la rotation pour la raie D sur 4 plaques d'épaisseurs très différentes, et suis arrivé aux nombres suivants :

---

(1) A. Joly et H. Dufet, *Sur l'orthophosphate et l'arséniate monosodique* (*Bull. Soc. minér.*, t. IX, p. 194; 1886).

| Épaisseur | Rotation pour 1 centimetre |
|---|---|
| 2$^{mm}$,1 | — 116° |
| 3 ,3 | — 113 ,5 |
| 8 ,7 | — 112 |
| 9 ,8 | — 114 ,5 |

J'admettrai la valeur moyenne — 114° par centimètre.

J'ai mesuré sur la plaque de 9$^{mm}$,8 les pouvoirs rotatoires pour les raies du lithium et du thallium, et ai obtenu les valeurs suivantes :

| Raies | Longueurs d'onde | Rotation pour 1 centimètre |
|---|---|---|
| Li | 0$^{\mu}$,6708 | — 85°,5 |
| D | 0 ,5893 | — 114 |
| Tl | 0 ,5350 | — 142 ,25 |

C'est là une dispersion tout à fait normale. Une plaque de quartz qui donnerait une rotation de 114° pour la raie D donnerait pour le lithium 87° et pour le thallium 140°.

Ce fait est intéressant à signaler à cause des anomalies que présente l'acide tartrique en dissolution. Le pouvoir rotatoire est presque constant dans l'étendue du spectre visible, avec un maximum qui se déplace du violet vers le rouge quand la concentration augmente ou quand la température diminue. Ce pouvoir *dextrogyre* diminue quand la concentration augmente et finit par changer de signe pour des dissolutions aqueuses sursaturées et les rayons les plus réfrangibles du spectre. Le même phénomène se produit avec les dissolutions alcooliques.

La seconde substance clinorhombique étudiée est le rhamnose, longtemps appelé improprement isodulcite. C'est un sucre de formule $C^5H^9(CH^3)O^5$, qui cristallise avec une molécule d'eau ; à l'état surfondu ou en dissolution aqueuse, il est faiblement *dextrogyre*, et *lévogyre* dans l'alcool. C'est de beaucoup, parmi les corps que j'ai étudiés, celui qui permet le plus facilement l'observation des phénomènes de polarisation rotatoire (1). Les cristaux présentent, comme le sucre, la dispersion inclinée ; la bissectrice aiguë des axes optiques fait un angle de 6° 40′ avec une face généralement bien développée, parallèle à l'axe binaire et à la hauteur du prisme, de sorte qu'on peut observer les axes optiques dont l'angle vrai est de 38° 5′ à travers cette face, soit dans l'air, soit mieux dans un liquide réfringent tel que l'iodure de méthylène. Connaissant l'épaisseur du

(1) La détermination complète des propriétés cristallographiques et optiques du rhamnose sera donnée dans le *Bulletin de la Soc. de Minéralogie*, année 1904.

cristal et les angles que font les axes intérieurs avec la normale à la plaque, on a l'épaisseur traversée ; les résultats concordent d'ailleurs parfaitement avec ceux obtenus sur des plaques taillées normalement aux axes optiques.

La rotation est *gauche* pour les deux axes; elle atteint, pour la lumière du sodium, la valeur considérable de — 129° pour l'un des axes (axe *fort*), celui qui est le plus éloigné de la normale à la face d'observation, et pour l'autre axe (axe *faible*) elle est de — 54° par centimètre. Ces nombres sont la moyenne des mesures effectuées sur 10 cristaux, où l'épaisseur traversée a varié de 5 millimètres à $11^{mm},5$.

Le rhamnose est peu biréfringent ; la biréfringence maximum est 0,0107, tandis qu'elle est 0,033 dans le sucre et 0,109 dans l'acide tartrique; aussi les phénomènes sont-ils très marqués. Sur l'axe fort, dès que l'épaisseur atteint 5 ou 6 millimètres, l'hyperbole neutre disparaît complètement au centre des anneaux ; les premiers anneaux se contractent ou se dilatent, avec une faible déformation, par la rotation de l'analyseur, en rappelant d'une façon frappante les phénomènes qu'on observe avec le quartz. Avec un analyseur circulaire on obtient une spirale régulière sur plus de 10 tours. La pince à tourmalines convient très bien pour l'observation. Il faut, bien entendu, opérer avec la lumière monochromatique, car les axes optiques sont notablement dispersés, 3° environ pour chaque axe, entre la lumière du lithium et la raie violette de l'hydrogène ($\lambda = 0^{\mu},4341$).

Les *fig.* 3 et 4 (Pl. II) représentent les anneaux et la spirale pour la raie violette du mercure ($\lambda = 0^{\mu},4358$), observés sur une plaque normale à l'axe fort, ayant une épaisseur de $6^{mm},27$. Dans ces figures comme dans les précédentes, une longueur de 1 centimètre répond à un angle des rayons *extérieurs* de 3°. La vibration incidente est parallèle au plan des axes optiques. La bissectrice aiguë se trouve en haut, par rapport à l'axe observé.

J'ai étudié la dispersion de pouvoir rotatoire pour l'axe *fort* sur une plaque de $8^{mm},95$. Ici encore la dispersion est normale. Dans le tableau suivant, je donne les résultats observés, ceux calculés par la formule :

$$\rho = 59,68 + 7,69 \cdot \frac{1}{\lambda^2} + 5,69 \cdot \frac{1}{\lambda^4}$$

et les rotations que donnerait une plaque de quartz d'épaisseur convenable.

| Raies | Longueurs d'onde | Rotation pour 1 centimètre | | Rotation du quartz |
|---|---|---|---|---|
| | | observée | calculée | |
| *Li*..... | $0^{\mu},6708$ | — 104 | — 105 | 98,2 |
| *D*..... | 0 ,5893 | — 129 | — 129 | 129,0 |
| *Tl*..... | 0 ,5350 | — 155 | — 156 | 158,2 |
| *F*..... | 0 ,4861 | — 195 | — 194 | 194,8 |
| *Hg*.... | 0 ,4358 | — 261 (app.) | — 258 | 246,8 |

Je voudrais, en terminant, appeler l'attention des observateurs sur une conséquence des calculs de Willard Gibbs et de M. Chipart. Les cristallographes et les physiciens ont toujours affirmé d'une manière plus ou moins explicite que, si l'on arrivait à montrer expérimentalement le pouvoir rotatoire dans les biaxes, ce ne serait que dans les corps qui donnent une forme cristalline non superposable à son image, comme c'est le cas général dans les substances qui possèdent en dissolution le pouvoir rotatoire moléculaire. En fait, c'est dans des cristaux de ce groupe que M. Pocklington et moi-même, en suivant la voie tracée par lui, l'avons rencontré. « C'est avec une « probabilité qui touche à la certitude, dit Ch. Soret (1), que l'on peut « dire que le pouvoir rotatoire ne se rencontre que dans les milieux « hémiédriques à formes conjuguées non superposables. » Cette opinion est corrélative de cette autre que le pouvoir rotatoire ne dépend pas de la direction ; c'est en particulier ce qu'avait admis von Lang. On voit ce qu'il en faut penser aujourd'hui. W. Gibbs était, au contraire, arrivé à la conséquence formelle que le pouvoir rotatoire était variable avec la direction, qu'il pouvait changer de signe dans un même cristal; ne développant ses calculs que dans le cas des uniaxes, il indique un nouveau groupe de cristaux hémièdres pouvant posséder le pouvoir rotatoire. C'est celui de cristaux quadratiques ayant un axe binaire principal, deux plans de symétrie rectangulaires passant par cet axe, et deux axes binaires bissecteurs des plans de symétrie (hémiédrie *sphénoédrique* du système quadratique). Le pouvoir rotatoire aurait des valeurs égales et contraires suivant deux directions symétriques par rapport à un plan, et des valeurs égales et de même sens suivant deux directions symétriques par rapport à un axe. Il serait bien difficile, il est vrai, à mettre en évidence, puisqu'il serait évidemment nul suivant la direction de l'axe principal et

(1) Ch. Soret, *Arch. de Genève*, 3e pér., t. XI, p. 414; 1884.

PLANCHE I.



Fig. 1.

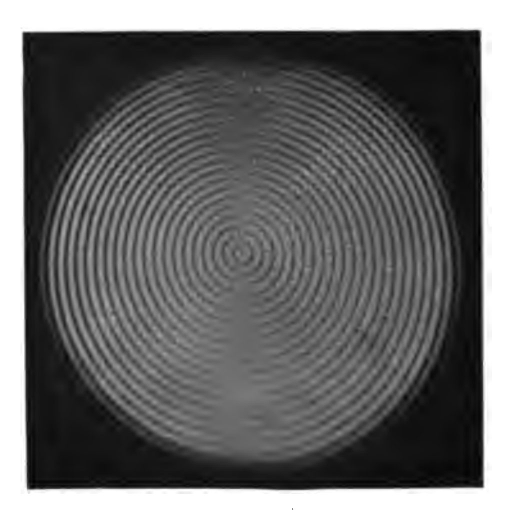


Fig. 2.

PLANCHE II.

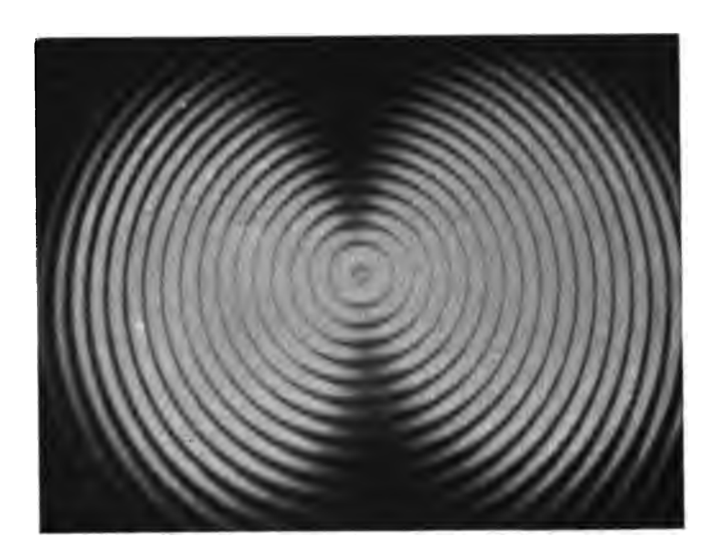


Fig. 3.

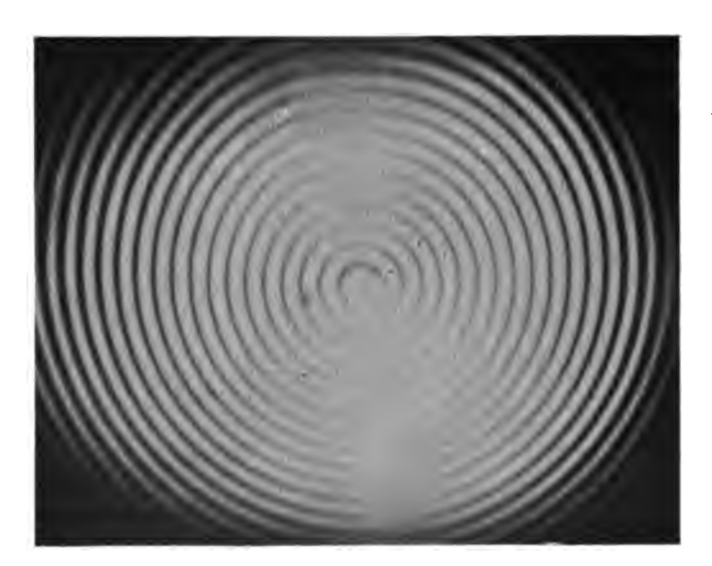


Fig. 4.

n'atteindrait de valeur notable que dans des directions où la coexistence de la double réfraction ordinaire rendrait sa constatation sinon impossible, au moins singulièrement délicate.

M. Chipart ([1]) indique comme pouvant posséder le double pouvoir rotatoire, outre les cristaux présentant la tétartoédrie sphénoédrique du système quadratique où il offrirait les mêmes caractères et les mêmes difficultés de constatation que dans le cas indiqué par W. Gibbs, deux autres cas qui pourront permettre une vérification facile, non, à ce qu'il semble, avec les cristaux connus actuellement, mais avec d'autres que peuvent inopinément nous offrir les préparations de corps nouveaux, si fréquentes en chimie organique. C'est d'abord l'hémiédrie hémimorphe du système orthorhombique, où il existe, comme dans la calamine, un axe binaire par lequel passent deux plans de symétrie; dans le cas où les axes optiques seraient dans un plan perpendiculaire à l'axe de symétrie, plan qui est une des sections principales de l'ellipsoïde optique, ils pourraient présenter des pouvoirs rotatoires qui seraient dans ce cas égaux et de signe contraire ([2]). Le dernier cas est celui de l'hémiédrie superposable du système clinorhombique, où le seul élément de symétrie est un plan, dans le cas où les axes optiques auraient une de leurs bissectrices normale à ce plan. M. Chipart ([3]) retrouve plus loin, par son analyse, le fait évident que de semblables cristaux ne sauraient donner de dissolutions actives et qu'il n'y a à jouir de cette propriété que les cristaux à hémiédrie non superposable.

---

## BALANCE AZIMUTALE QUADRIFILAIRE ;

Par M. V. CRÉMIEU.

I. *Description de l'instrument.* — On sait que la sensibilité des balances ordinaires est inversement proportionnelle à leur stabilité. Si l'on tient compte des flexions inévitables du fléau, la sensibilité décroît quand les poids en expérience croissent.

---

([1]) CHIPART, *loco citato*, p. 21.

([2]) Je dois ajouter que la *Resorcine*, $C^6H^4(OH)^2$, orthorhombique, avec le genre d'hémiédrie et la disposition d'axes dont je viens de parler, ne m'a pas montré de pouvoir rotatoire sensible, sous une épaisseur de près de 1 centimètre.

([3]) *Id.*, p. 59.

Pour opérer à sensibilité constante il faut, à l'aide de pièces spéciales, compenser la flexion du fléau par une élévation convenable de son centre de gravité. Enfin la pratique montre que l'on ne peut dépasser certaines limites de sensibilité sans compromettre la stabilité; les balances deviennent folles.

Un simple calcul numérique donne la raison de ces inconvénients. Par exemple, une balance du laboratoire d'enseignement de la Physique a un fléau de 50 centimètres de longueur, pesant 400 grammes; la balance est construite pour supporter au maximum 500 grammes sur chaque plateau.

Pour que, sous cette charge, on ait, sur un cadran placé à 25 centimètres du couteau, une déviation de 1 millimètre pour une différence de 1 milligramme, il faudrait que la distance $d$ de l'arête du couteau au centre de gravité du fléau soit de $0^{mm},16$, en supposant cette arête et les points d'attache des plateaux en ligne droite.

En réalité il y a des flexions qui sont de l'ordre de $d$; pour les compenser, on agit sur un écrou pesant 10 grammes. Si l'on suppose alors la même sensibilité rétablie, on trouve que la balance deviendrait folle pour un déplacement de l'écrou de l'ordre de $0^{mm},03$.

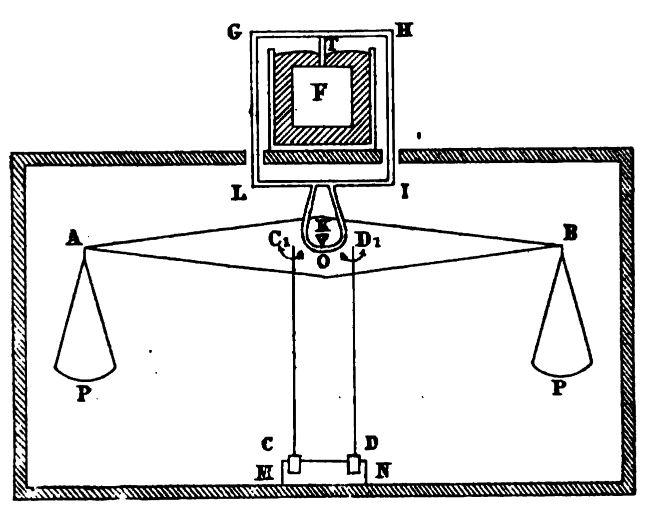



Fig. 1.

Le système suivant évite ces inconvénients. Il a une stabilité indépendante de sa sensibilité, qui peut d'ailleurs être rendue à la fois

supérieure à celle d'une balance ordinaire et indépendante de la valeur des poids à évaluer.

Le couteau K d'un fléau AOB (*fig.* 1), de longueur $2l$, repose en O sur un cadre GHIL, solidaire d'un flotteur F plongeant dans du mercure. Ce flotteur est réglé de façon que la poussée qu'il reçoit dépasse d'un poids $p$ la somme des poids du flotteur, du cadre, du fléau et de la charge maximum 2P pour laquelle l'appareil est construit.

On devra opérer à charge constante.

L'excès $p$ de la poussée sur les poids agit sur deux bifilaires $CC_1$, $DD_1$, fixés au fléau en $C_1$, $D_1$, symétriquement par rapport à l'arête du couteau K, et à une distance $b$ de cette arête. Les fils $\alpha\delta$, $\gamma\beta$ de chaque bifilaire ont un écartement $2a$ et une longueur $\lambda$.

En CD ces bifilaires sont attachés à deux pièces mobiles dans un bloc métallique MN fixé au socle de l'appareil. On donne à chaque bifilaire, à l'aide des pièces C, D, deux torsions $\omega$ égales et de sens contraires.

Sous l'action de poids égaux appliqués en A et B, le fléau demeure horizontal. Les torsions égales et inverses des bifilaires fixent le système fléau-flotteur dans un azimut déterminé. Le couple de torsion W de chaque bifilaire a pour valeur :

$$(1) \qquad W = pa^2 \frac{\sin\omega}{\sqrt{\lambda^2 - 4a^2\sin^2\frac{\omega}{2}}}.$$

Si l'on ajoute, en A par exemple, un poids $dp$, le fléau tend à s'incliner du côté A ; il en est empêché par la tension des bifilaires ; mais il s'établit entre ces tensions une différence qui a pour valeur :

$$(2) \qquad 2dp\,\frac{l}{b}.$$

Par suite de cette différence, le couple du bifilaire $DD_1$ l'emporte sur celui de $CC_1$. Le système tournera dans le sens de la torsion initiale de $DD_1$. Dans cette rotation, la longueur du bifilaire $DD_1$ augmente, celle de $CC_1$ diminue ; en même temps les bifilaires formés par les fils $\alpha\beta$ et $\gamma\delta$ introduisent un couple antagoniste. L'angle $d\omega$ dont tournera le système sera tel qu'il y ait équilibre entre ces différents couples.

Un calcul approximatif permet de voir qu'avec un choix conve-

nable des bifilaires, l'angle $d\omega$ serait supérieur à celui décrit par le fléau oscillant librement autour de l'arête O, sous l'action du même $dp$.

D'autre part, on conçoit que la stabilité du système a pour limite la charge de rupture des fils du quadrifilaire.

Le calcul de la sensibilité de ce système est très compliqué si l'on part de l'expression du couple W.

Mais M. H. Poincaré a bien voulu faire la théorie mécanique suivante [1].

II. *Théorie de la balance. — Droites* D *et* Δ. — Tous les mouvements que peut prendre le système formé par le fléau, le flotteur qui le supporte et les quatre fils qui le maintiennent se ramènent à deux rotations autour des deux droites D et Δ. J'appelle ainsi deux droites qui rencontrent les quatre fils. Ceux-ci ne sont pas tout à fait verticaux, par suite de la torsion préalable qu'on leur donne; dans ces conditions, il y a deux droites, et deux seulement, qui rencontrent les prolongements des quatre fils. Un point quelconque du fléau peut décrire une infinité de trajectoires toutes normales à une droite qui rencontre D et Δ.

Dans la position d'équilibre initial, le système admet un plan de symétrie par rapport auquel les quatre fils sont deux à deux symétriques. La droite D est perpendiculaire au plan de symétrie; la droite Δ est dans ce plan.

*Centre de gravité effectif.* — Le système mobile est soumis aux poids suivants : 1° poids du fléau; 2° poussée du mercure ; 3° poids du flotteur; 4° poids des plateaux et de ce qu'ils portent.

Toutes ces forces sont verticales; elles ont des valeurs parfaitement déterminées si le flotteur sort de la surface du mercure par une tige T suffisamment mince; elles auront une résultante unique, verticale, appliquée dans le solide fléau en un point G que j'appelle le *centre de gravité effectif*, et que nous allons définir plus complètement.

*Construction du point* $G_0$. — Soit en B (*fig.* 2) la trace de l'arête du couteau autour duquel tourne le fléau; soit H le point d'application de la résultante Π de la poussée du flotteur et du poids de ce flotteur. Enfin soit K le point d'application de la résultante P du poids du fléau et des poids (plateaux compris) qui lui sont appliqués.

---

[1] Cette théorie a été communiquée par M. H. Poincaré.

Les deux bifilaires sont soumis à une tension verticale :

$$\Pi - P = p.$$

Dans toute rotation du système autour de la droite D, le plan de symétrie (plan de figure) reste un plan de symétrie; l'arête du couteau et la droite KB restent dans ce plan de symétrie, qui demeure vertical. Donc la droite BH restera dans le rolongementp de KB.

Pour calculer le couple qui, sous l'influence d'un excès de poids placé dans l'un des plateaux, provoquera une rotation $d\omega_1$ autour de D, on calculera donc la position du centre de gravité effectif en appliquant la poussée $\Pi$ en H et les poids — P en K.

Considérons, au contraire, une rotation $d\omega_2$ autour de la droite $\Delta$ ; l'arête B restera très sensiblement horizontale, et, par suite, la droite BH restera verticale. Mais la droite KB s'incline; elle n'est donc plus dans le prolongement de BH. Il faut, par suite, calculer la position de $G_0$ en appliquant la poussée $\Pi$ non plus en H, mais en B sur l'arête du couteau.

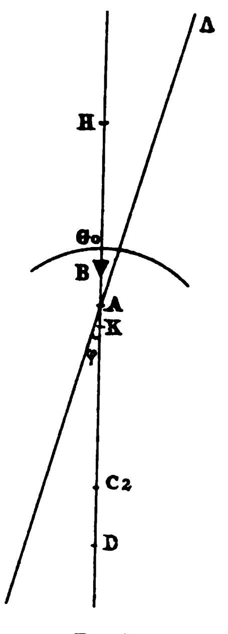


Fig. 2.

*Rotation autour de la droite* D. — *Stabilité du système.* — Quand un excès de poids *dp* est appliqué à l'un des plateaux, le fléau tourne comme il a été expliqué; le centre de gravité effectif prend un mouvement en sens inverse; sa verticale cesse de rencontrer la droite D.

Ce mouvement n'intéresse pas la sensibilité de la balance, qui ne dépend que de la rotation autour de $\Delta$, rotation qui est la seule observée.

Mais la rotation autour de D intéresse la stabilité du système. Il faut que la résultante des forces appliquées en $G_0$ tende à s'opposer au mouvement provoqué autour de D par l'excès de poids *dp*.

Cette condition se trouve réalisée par la façon dont l'appareil est disposé. Nous ne nous occuperons donc que de la rotation autour de $\Delta$.

*Rotation autour de la droite* Δ. — *Sensibilité*. — Évaluons d'abord le moment M de l'excès de poids $dp$ par rapport à Δ.

Soit $l$ la demi-longueur du fléau. Si Δ passe très près de $G_0$, ce qui sera le cas ordinaire, $l$ sera notre bras de levier ou, plus exactement, un minimum de ce bras de levier. Seulement la composante efficace ne sera pas $dp$, mais $dp \sin \varphi$, $\varphi$ étant l'angle de Δ avec la verticale. Donc

$$M = l dp \sin \varphi.$$

Soit $J + J'$ la composante verticale de l'accélération du point $G_0$. Le travail de nos forces verticales sera :

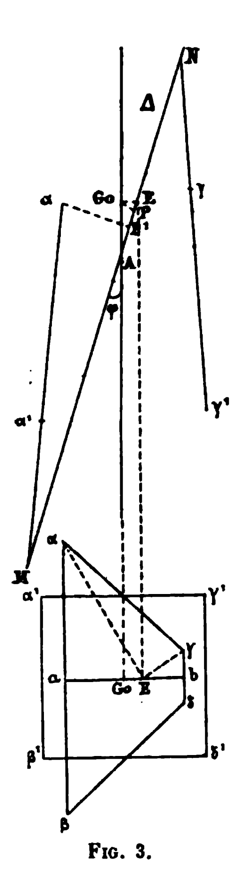


Fig. 3.

$$p\,(J + J')\,\frac{dt^2}{2},$$

pendant le temps très petit $dt$ qui s'écoule quand le système tourne de l'angle $d\omega_2$.

D'autre part, ce même travail est égal à :

$$\frac{M\,d\omega_2}{2}.$$

Il vient donc :

$$(3) \quad M = l dp \sin \varphi = p\,\frac{J + J'}{\omega^2}\,d\omega^2,$$

dans lequel

$$\omega = \frac{d\omega_2}{dt}$$

désigne la vitesse angulaire de rotation autour de Δ.

La formule (3) sera la formule de sensibilité.

*Construction de la droite* Δ. — Soient dans l'espace (*fig* 3) $\alpha\alpha'$ et $\gamma\gamma'$ les fils de l'un des bifilaires ; $\alpha\alpha'$ prolongé vient couper le plan de symétrie en un point M ; le fil symétrique $\beta\beta'$ passe également en M. De même $\gamma\gamma'$ prolongé coupe le plan de symétrie en un point N où passe aussi le fil symétrique $\delta\delta'$.

La droite MN est la droite Δ. On voit qu'il est facile de disposer le quadrifilaire de façon à avoir une droite Δ à peu près quelconque.

Représentons en $\alpha\beta\gamma\delta$, $\alpha'\beta'\gamma'\delta'$, la trace des quatre fils dans un plan perpendiculaire à celui qui contient la droite $\Delta$, l'inclinaison de $\Delta$, et par suite la valeur de $\varphi$, sera réglée par un choix convenable des longueurs des côtés des deux quadrilatères $\alpha\beta\gamma\delta$, $\alpha'\beta'\gamma'\delta'$ formés par les quatre points d'attache supérieurs et les quatre points d'attache inférieurs du quadrifilaire.

*Calcul de* $J + J'$. — La droite $\Delta$ décrira dans l'espace une certaine surface réglée R ; pour un observateur invariablement lié au fléau, elle paraîtrait décrire une surface réglée R′, et le mouvement du fléau est le même que si R′ roulait sur R. Dans la position initiale, $\Delta$ est dans le plan de symétrie ; le plan tangent commun à R et R′ est perpendiculaire au plan de symétrie ; il est donc le même tout le long de la génératrice. Par suite les éléments des surfaces R et R′ sont des éléments de surface développable, par suite des éléments de cône.

L'accélération peut donc se calculer comme si le système était mobile autour d'un point fixe situé quelque part sur la droite $\Delta$ ; d'où cette conséquence que l'accélération que nous avons à calculer sera la résultante de deux autres : 1° de l'accélération centripète J due à la rotation autour de $\Delta$, qui se calcule d'après la formule ordinaire de la force centrifuge ; 2° de l'accélération J′ due à l'accélération angulaire.

Cette accélération angulaire sera représentée en grandeur et direction par une droite $\Theta$ qui coupe $\Delta$ au point fixe. Pour un point Q quelconque, l'accélération J′ due à $\Theta$ sera représentée par le même vecteur de la vitesse qu'aurait ce même point dans une rotation représentée par la droite $\Theta$.

$\Theta$ est dans le plan tangent à R, plan qui est perpendiculaire au plan de symétrie. On peut supposer que $\Theta$ est elle-même perpendiculaire au plan de symétrie : ceci revient à supposer que la vitesse angulaire autour des droites $\Delta$ successives est constante.

*Calcul de* J *et* J′. — Il nous faut calculer d'abord les composantes de J et J′ pour les points d'attache supérieurs des fils du quadrifilaire, dans la direction de ces fils.

Soit $v$ la vitesse du point d'attache supérieur $\alpha$ du fil $\alpha\alpha'$ (*fig.* 3). On aura pour les composantes de l'accélération de $\alpha$ suivant le fil $\alpha\alpha'$, en désignant par $\psi$ l'angle $M\alpha P$,

$$J + J' = \frac{v^2}{\alpha\alpha'}, \qquad J = \frac{v^2}{\alpha P}\cos\psi = \frac{v^2}{\alpha M}.$$

Or, le fil étant sensiblement vertical, $\alpha M$ est très grand par rapport à $\alpha\alpha'$, J très petit par rapport à $J + J'$ ; de sorte qu'on a très sensiblement :

$$J' = \frac{v^2}{\alpha\alpha'}.$$

Calculons maintenant J et J' pour le point $G_0$. C'est la composante verticale qui nous intéresse seule, car $G_0$ étant dans le plan de symétrie, le plan $G_0\Delta$ est vertical.

Soit $\omega$ la vitesse angulaire autour de $\Delta$. La vitesse linéaire $v_1$ de $G_0$ sera (*fig.* 3) :

$$v_1 = \omega G_0 P_1.$$

D'ailleurs on a :

$$G_0P_1 = G_0A \sin \varphi,$$

(4) $$J = \omega^2 G_0 P_1 \sin \varphi.$$

Pour calculer J', considérons (*fig.* 3) le trapèze $\alpha\beta\gamma\delta$ formé par les quatre points d'attache supérieurs des fils. Supposons d'abord le point $G_0$ dans le plan de ce trapèze, et soit E le point où la droite $\Delta$ perce ce même plan.

On a :

$$G_0E = G_0A \operatorname{tang} \varphi.$$

Soit $\lambda$ la longueur commune des fils.

Les composantes verticales de J' seront sensiblement les mêmes pour les points $\alpha$, $\beta$, et tous les points de la droite $\alpha\beta$. Pour le point $a$ en particulier, on aura :

$$\frac{\omega^2 \overline{\alpha E}^2}{\lambda}.$$

De même pour tous les points de la droite $\gamma\delta$ et en particulier pour le point $b$, on aura sensiblement la même valeur ;

$$\frac{\omega^2 \overline{\gamma E}^2}{\lambda}.$$

Pour tous les autres points du plan, on n'a qu'à interpoler linéairement, puisque la droite $\Theta$ est horizontale.

Supposons en particulier que le trapèze $\alpha\beta\gamma\delta$ diffère très peu d'un rectangle et que le point E soit très voisin du centre de ce rectangle,

$G_0$ très voisin de E. Ce cas correspond, ainsi qu'on le verra, à celui qu'il faut réaliser pour obtenir une grande sensibilité.

Alors on aura très sensiblement :

$$\alpha E = \gamma E.$$

L'accélération sera donc la même tout le long de la droite $ab$, et, comme $G_0$ se retrouve sur cette droite, la composante J' de son accélération sera par suite :

$$J' = \frac{\overline{\alpha E}^2 \times \omega^2}{\lambda}. \tag{5}$$

On a alors, en additionnant (4) et (5),

$$J + J' = \omega^2 \overline{G_0 P_1} \sin \varphi + \frac{\omega^2 \overline{\alpha E}^2}{\lambda}.$$

Substituant cette valeur dans l'équation (3), on a, pour l'équation de sensibilité,

$$lpd \sin \varphi = \left( G_0 P_1 \sin \varphi + \frac{\overline{\alpha E}^2}{\lambda} \right) pd\omega_2. \tag{6}$$

Remarquons que, l'axe $\Theta$ étant horizontal, la composante verticale de J' sera la même pour tous les points d'une même verticale. J' et par suite la formule (6) resteront donc les mêmes que $G_0$, soit dans le plan de $\alpha\beta\gamma\delta$ ou en dehors de ce plan.

*Formule complète.* — Le calcul précédent a été fait en supposant les fils verticaux. Supposons-les quelconques. Projetons-les sur le plan de symétrie. Soit D (*fig.* 4) la trace de la droite D dans ce plan. L'un des fils et sa symétrie se projettera en D$a$, l'autre en D$b$.

La composante de J' suivant le fil est :

$$\frac{\omega^2 \overline{\alpha E}^2}{\alpha \alpha'}.$$

La composante suivant D$a$ sera :

$$\frac{\omega^2 \overline{\alpha E}^2}{\alpha \alpha' \cos \theta},$$

$\theta$ étant l'angle du fil $\alpha\alpha'$ avec sa projection D$a$, angle négligeable

d'ailleurs. De même, suivant D*b*, la composante sera :

$$\frac{\omega^2 \overline{\alpha E}^2}{\gamma\gamma' \cos\theta'}.$$

Les valeurs de ces composantes seront les mêmes en tous les points de D*a* ou de D*b*.

Nous savons que $G_0$ est sur la même verticale que le point D. La

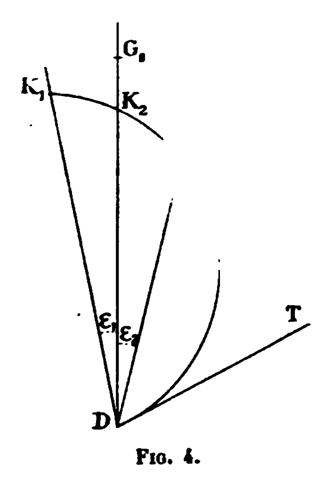



FIG. 4.

projection verticale de J' sur tous les points de cette verticale est donc la même ; elle est en particulier la même pour D et $G_0$.

Nous connaissons maintenant les projections sur D*a* et D*b* de l'accélération J' ; et nous devons chercher sa projection verticale.

Or les droites D*b* et $DG_0$ se coupent suivant un angle très aigu. D'ailleurs, on peut prendre

$$\alpha\alpha' \cos\theta = \gamma\gamma' \cos\theta'.$$

Si alors $\alpha E = \gamma E$ (*fig.* 3), les trois projections peuvent être regardées comme égales, et on a encore :

$$J' = \frac{\omega^2 \overline{\alpha E}^2}{\lambda}.$$

On retombe sur la formule (6).

Si $\alpha E$ est assez différent de $\gamma E$, les trois projections ne peuvent plus être considérées comme égales.

Soit $DK_1$, $DK_2$, $DK_3$, ces trois projections (*fig.* 4). On a :

$$DK_1 = \frac{\omega^2 \overline{\alpha E}^2}{\lambda}, \qquad DK_3 = \frac{\omega^2 \overline{\gamma E}^2}{\lambda},$$

et il nous faut calculer $DK_2$.

Mais les quatre points D, $K_1$, $K_2$, $K_3$ sont sur un même cercle. Si $\alpha E = \gamma E$, on a sensiblement, comme nous l'avons vu :

$$DK_1 = DK_2 = DK_3.$$

Si $\alpha E \gtrless \gamma E$, c'est-à-dire si E n'est pas près du centre du trapèze $\alpha\beta\gamma\delta$ (*fig.* 3), voici ce qui arrive :

Les arcs de cercle $DK_1$ sont très petits par rapport au rayon du cercle, ils peuvent donc être assimilés à leurs cordes, et alors les trois composantes $DK_1$, $DK_2$, $DK_3$ sont entre elles comme les trois angles $K_1DT$, $K_2DT$, $K_3DT$.

Soit alors $\varepsilon_1$ et $\varepsilon_2$ les angles des droites D*a* et D*b* avec la verticale; on aura :

$$\frac{DK_1 - DK_2}{\varepsilon_1} = \frac{DK_2 - DK_3}{\varepsilon_2},$$

et pour la composante verticale de J' :

$$J' = \frac{\omega^2}{\lambda}\left(\frac{\overline{\alpha E}^2 \varepsilon_1 + \overline{\gamma E}^2 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}\right).$$

Pour la formule finale de sensibilité, on a alors :

$$(7) \qquad l dp \sin\varphi = \left(G_0 \varphi \sin\varphi \pm \frac{\overline{\alpha E}^2 \varepsilon_1 + \overline{\gamma E}^2 \varepsilon_2}{\lambda \varepsilon_1 + \lambda \varepsilon_2}\right) p d\omega_1.$$

*Discussion de la formule de sensibilité.* — La formule (7) peut s'écrire

$$(8) \qquad d\omega_2 = \frac{dp}{p} \frac{l \sin\varphi}{\left(G_0 P_1 \sin\varphi \pm \frac{\alpha E^2 \varepsilon_1 + \gamma E^2 \varepsilon_2}{\lambda(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}\right)}.$$

Dans cette formule, $\varepsilon_1$ et $\varepsilon_2$ sont les angles des plans $M\alpha\beta$ et $N\gamma\delta$ avec la verticale (*fig.* 3).

Le coefficient de sensibilité se compose de deux termes. L'un d'eux est essentiellement positif et correspond à la torsion des bifilaires. L'autre, $G_0P_1 \sin\varphi$, est positif ou négatif suivant que le centre de gravité effectif $G_0$ se trouve au-dessous de la droite $\Delta$.

C'est dans la seconde de ces conditions qu'il faut évidemment se placer pour que le coefficient de sensibilité soit très petit et, par suite, la sensibilité très grande. On réalise sans difficulté cette condition en disposant convenablement les points d'attache supérieurs et inférieurs des bifilaires, comme cela a été schématisé sur la figure.

Pour pouvoir discuter analytiquement la sensibilité d'une balance azimutale, il faudrait exprimer le coefficient de sensibilité en fonction des paramètres dont on dispose arbitrairement. Ceux-ci sont au nombre de six :

$KB = d$, distance du point d'application de la résultante des points P à l'arête du couteau ; $G_0B = f = d \times \frac{P}{p}$, distance de $G_0$ à la même arête ; $2a$ et $2b$, écartement des points d'attache des fils des bifilaires ; $2c$, distance entre les axes des deux bifilaires ; $\lambda$, longueur des fils ; $\omega$, torsion initiale donnée aux bifilaires.

Il résulte de ce grand nombre de paramètres qu'on ne peut obtenir que des formules extrêmement compliquées, qui ne se prêtent à aucune discussion. La méthode graphique peut donner des résultats ; encore faut-il simplifier les données. Pour cela, il est logique et commode de se baser sur les facilités de la construction de l'appareil.

On est ainsi amené à placer les fils symétriques de chaque bifilaire dans des plans parallèles verticaux ; à rendre fixes six des points d'attache $\alpha$, $\beta$, $\alpha'$, $\beta'$, $\gamma$ et $\delta$ (*fig.* 5) ; enfin à réduire à un seul les deux points d'attache $\alpha$, $\beta$. Ce point d'attache unique vient alors en C et se confond avec M et E. Le réglage de la sensibilité se trouve ainsi ramené à celui de l'écartement des deux points d'attache mobiles $\gamma'$ et $\delta'$.

D'ailleurs la formule (8) se simplifie beaucoup : $\alpha E$ est nul, $\gamma E = 2b$, et l'on a, en posant $\frac{2b^2}{\lambda} = k$ :

$$d\omega_2 = \frac{dp}{p} \frac{l}{\left(\frac{k}{\sin\varphi} - G_0P_1\right)} = \frac{dp}{p} \frac{l}{\left(\frac{k}{\sin\varphi} - G_0A \sin\varphi\right)}.$$

Lorsqu'on agira sur l'écartement des points $\gamma$ et $\delta$, on fera varier à la fois $2c$ et $\omega$. Il en résulte une variation simultanée de $G_0A$ et de $\varphi$.

Pour le cas qui nous intéresse, $\varphi$ variera depuis le maximum cor-

respondant au cas où $\Delta$ passe par $G_0$ jusqu'à zéro. Donc $\frac{k}{\sin\varphi}$ croîtra d'une manière continue. Quand $\Delta$ passe par $G_0$, $G_0A$ est nul. Le produit $G_0A \sin\varphi$ partira donc de zéro pour être nul de nouveau

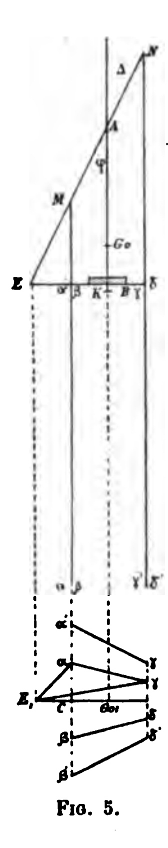



Fig. 5.

avec $\varphi$. Dans l'intervalle, il présentera, par suite, un maximum. La méthode graphique montre que, pour un choix convenable de la position de $G_0$, la différence

$$\delta = \frac{k}{\sin\varphi} - G_0A \sin\varphi$$

passera par un minimum fini, quand on fera varier $\varphi$ ; et l'on est maître de la valeur de ce minimum. En effet la position du point $G_0$ au-dessus de l'arête B est donnée par $G_0B = f = d \times \frac{P}{p}$.

Or $d$, distance du centre de gravité du fléau à l'arête B, peut être rendu aussi petit qu'on le veut sans que *la balance devienne folle*, par suite de la présence des bifilaires. D'ailleurs, le rapport $\frac{P}{p}$ est tout à fait arbitraire. Par suite on peut donner à $f$ n'importe quelle valeur.

Ainsi la sensibilité de la balance azimutale ne devient pas infinie. Elle passe par *un maximum fini*, et qui peut, d'ailleurs, être rendu aussi grand qu'on le désire.

Nous ferons remarquer, de plus, que le réglage de cette sensibilité se fait en agissant sur l'écartement des deux points d'attache $\gamma'$, $\delta'$. Or une variation de l'ordre du millimètre sur cet écartement ne donne qu'une variation faible de l'angle $\varphi$. Par conséquent le réglage est facile et peut se faire sur des organes robustes.

Comme exemple, le fléau de la balance prise comme type au début de cet article a été monté en balance azimutale, avec les valeurs suivantes des constantes :

$$d = 0^{cm},02, \quad f = 4^{cm}, \quad 2a = 2,2, \quad 2c = 1, \quad \lambda = 25, \quad \omega = 15^{\circ}.$$

Le maximum de sensibilité correspond alors à $\varphi = 8^{\circ}42'$, $G_0A = 2^{cm},5$.

Dans ces conditions, on a, à 25 centimètres, une déviation azimutale de $2^{mm},48$ pour 1 milligramme ; le fléau, monté à la façon ordinaire, donne 1 millimètre pour 1 milligramme à 25 centimètres.

Cette première balance, réalisée assez grossièrement, a donné des résultats encourageants. Il est nécessaire d'assurer sur le flotteur une poussée parfaitement verticale.

On élimine les difficultés pouvant provenir des actions capillaires sur la tige T à sa sortie du mercure en recouvrant celui-ci d'une couche de quelques millimètres d'eau faiblement acidulée.

D'ailleurs il est plus commode d'opérer par une méthode de zéro. La pesée faite au centigramme près, on équilibre l'excès inconnu à l'aide d'une répulsion électrodynamique produite entre une bobine attachée au fléau ou au cadre GHIL et une bobine fixe. On envoie dans ces deux bobines un courant dont on règle l'intensité, avec une boîte de résistance, jusqu'à ramener l'appareil au zéro. On étalonne une fois pour toutes un excès de poids connu en fonction d'une intensité connue.

Ce procédé, que j'ai décrit à propos de balances sans couteau (1), permet d'opérer à distance, très vite, et d'atteindre une sensibilité bien supérieure à celle que donnent l'emploi des cavaliers ou les méthodes de grossissement optique.

---

## LE PHOTOMÈTRE SIMMANCE-ABBADY ;

Par M. LAURIOL (2).

Les diverses méthodes photométriques comportent en général l'égalisation d'éclat de deux plages lumineuses juxtaposées, et éclairées chacune par l'une des deux sources à comparer. On sait quelles incertitudes comporte le procédé quand les deux lumières ne sont pas de même couleur.

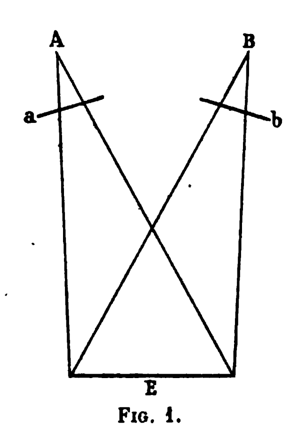


Fig. 1.

MM. Simmance et Abbady ont indiqué un autre procédé consistant à éclairer alternativement une même surface E (*fig.* 1) au moyen de deux sources A et B, par le jeu d'écrans mobiles *a* et *b* interceptant tour à tour les deux faisceaux lumineux. Avec une fréquence convenable des occultations (environ 3 par seconde), il se produit sur l'écran E un papillotement qui cesse lorsque les éclats dus aux deux sources considérées chacune séparément sont égaux. Suivant ce principe, nous n'avons jamais pu éteindre franchement le papillo-

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 441 ; 1902.

(2) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 15 avril 1904.

tement, ni même l'amener à un minimum tant soit peu net. Même avec deux sources identiques et également éloignées de E, il se produit des changements d'éclat au moment où les deux faisceaux sont partiellement coupés et où les sources dont les dimensions ne sont pas nulles sont partiellement occultées.

Ces difficultés ont été levées par le deuxième dispositif : Soit (*fig.* 2) un prisme rectangulaire isocèle à arête vive, fait d'une substance blanche et mate, plâtre ou porcelaine, et pouvant osciller entre deux positions *abc*, *a'b'c'*. Deux faces sont éclairées chacune par une des deux sources A et B. A travers un trou αβ percé dans l'écran fixe E, nous regardons dans la direction MN. Nous apercevrons tour à tour la face éclairée par A et la face éclairée par B, et nous verrons un papillotement qui s'éteindra lorsqu'on aura par un éloignement convenable des sources égalisé les éclats.

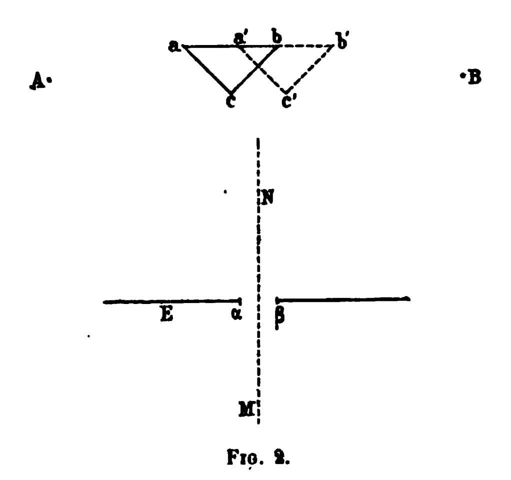


Fig. 2.

En fait, le dispositif est légèrement différent et le mouvement d'oscillation est remplacé par un mouvement de rotation continu. Soit (*fig.* 3) un cylindre plat dont l'axe *ab* est parallèle au banc photométrique ; traçons une section oblique tangente aux deux bases. En nous appuyant sur cette ligne, chanfreinons à 45° dans les deux sens les arêtes du disque ; nous obtenons ainsi deux surfaces à peu près coniques éclairées chacune par une des sources. Le disque tourne autour de *ab* pendant que nous regardons dans une direction fixe MN à travers l'ouverture αβ d'un écran fixe E. Nous apercevrons alterna-

tivement les surfaces éclairées par l'une ou l'autre des sources. On peut ainsi obtenir et faire cesser le papillotement par réglage de la distance entre les sources et le photomètre.

L'appareil étant entre nos mains depuis peu de temps, nous n'avons pu faire les diverses études qu'il comporte; nous nous bornons à en signaler le principe, qui nous a paru intéressant, et à résumer nos premières observations.

La rotation du disque est obtenue dans un mouvement d'horlogerie et se règle au moyen d'un frein. Ce système ne permet ni de bien régler ni de bien mesurer la vitesse, ni par conséquent de voir l'influence de cette vitesse sur les mesures. Il serait utile d'obvier à cet inconvénient, par exemple en employant un moteur électrique pour actionner le disque.

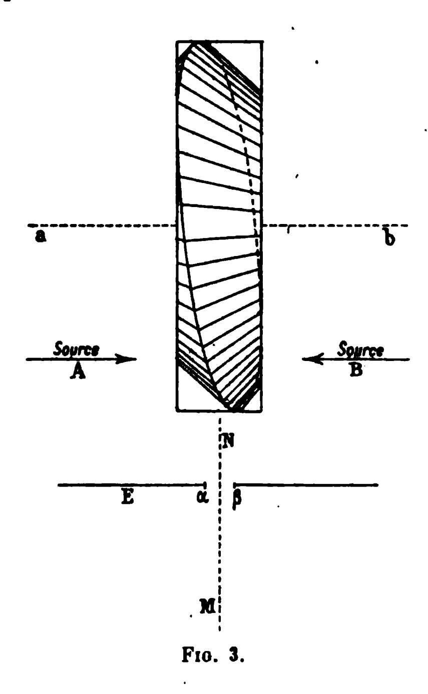



Fig. 3.

Avec deux sources de même couleur, *il semble* que la fatigue soit moins grande, la précision plus grande et la manœuvre plus rapide qu'avec les photomètres à plages juxtaposées.

Avec deux sources de couleurs différentes, on sait combien il est difficile d'apprécier l'égalité d'éclat de deux plages voisines, et

combien la mesure dépend de l'intensité absolue de l'éclairement, de la fatigue de l'œil, etc. Avec le photomètre Simmance, la sensation de différence de couleur semble disparaître et le papillotement paraît dû à la seule différence d'éclat. Au lieu de la sensation complexe qu'on éprouve en présence de deux plages rouge et verte, on n'a plus qu'une sensation simple. Malgré un intervalle de flou assez étendu autour de la position d'extinction (ou de minimum) du papillotement, il semble qu'on mesure dans une expérience donnée avec plus d'exactitude que par les autres procédés. Mais que mesure-t-on? Jusqu'à quel point les résultats dépendent-ils de l'éclairement absolu, de la vitesse du disque, des propriétés des yeux des divers observateurs, de la fatigue d'un même œil ? Jusqu'à quel point les résultats diffèrent-ils de ceux qu'on obtient avec d'autres photomètres? Autant de questions auxquelles il nous est impossible de répondre pour le moment.

Signalons enfin les troubles qui pourront se produire dans les mesures, si la lumière est produite par du courant électrique alternatif et si la durée d'un tour du disque vient à être à peu près égale à un sous-multiple de la durée d'une période du courant.

---

## ÉTAT ACTUEL DE LA TÉLÉGRAPHIE SANS FIL;

Par M. le capitaine FERRIÉ [1].

La télégraphie sans fil, née seulement en 1896, n'a fait aucun progrès réel depuis 1901, bien que son emploi soit très répandu dans toutes les marines du monde. Il semble que, tout comme la téléphonie, elle soit arrivée à son maximum de praticabilité presque aussitôt après son apparition. Les idées théoriques que l'on est parvenu à grand'peine à appuyer sur des faits précis viennent malheureusement confirmer cette manière de voir. Les recherches et expériences méthodiques sont d'ailleurs d'une exécution difficile, en raison de la nécessité de disposer dans ce but des stations complètes communiquant à grande distance.

Pour exposer l'état actuel de la question, nous examinerons successivement les diverses phases de la transmission d'un télégramme

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique. Séance du 8 avril 1904.

hertzien, c'est-à-dire : l'émission des signaux, la transmission de l'énergie à travers l'espace et enfin la réception des signaux.

*Émission des signaux.* — L'émission se fait en produisant des oscillations électriques énergiques dans un conducteur isolé sur toute sa longueur (*antenne*), sauf à la partie inférieure qui est mise à la terre. L'antenne présente la plus grande analogie avec un tuyau sonore ouvert à une extrémité (mise à la terre) et fermé à l'autre extrémité (partie supérieure) ; on peut la mettre en vibration hertzienne par trois procédés : 1° excitation directe ; 2° excitation par induction ; 3° excitation par dérivation. Ces trois procédés offrent une grande ressemblance avec ceux que l'on emploie pour un tuyau sonore : 1° insufflation directe de l'air ; 2° mise en vibration par l'approche d'un diapason convenablement accordé ; 3° mise en vibration par le contact du même diapason avec un point convenable du tuyau.

L'*excitation directe* est obtenue en intercalant sur l'antenne, au voisinage du sol, un oscillateur relié à une source d'électricité à haute tension. C'est la décharge du condensateur formé, d'une part, par l'antenne isolée du sol et, d'autre part, par le sol, qui donne naissance aux oscillations électriques.

La source d'électricité à haute tension peut être constituée par une bobine d'induction (*fig.* 1), ou par un transformateur industriel (*fig.* 1), ou par un transformateur de Tesla (*fig.* 2), ou par un arc chantant (*fig.* 3).

Les oscillations produites sont plus ou moins amorties, suivant le procédé employé ; le maximum d'amortissement est donné par l'emploi direct de la bobine d'induction, et le minimum par l'arc chantant, qui produit des oscillations entretenues. Ce dernier procédé n'est encore que théorique et n'a fait l'objet d'aucune application pratique, à notre connaissance. L'énergie qu'il permet de mettre en jeu est évidemment très limitée.

L'*excitation par induction* (Braun, Marconi) est obtenue en produisant en circuit fermé des oscillations de période déterminée et convenablement choisie, et en faisant agir celles-ci par induction sur l'antenne mise à la terre, au moyen d'un transformateur Blondlot, genre Tesla.

On fait aussi usage, dans ce cas, soit de bobines d'induction (*fig.* 4), soit de transformateurs industriels employés directement (*fig.* 4) ou avec l'intermédiaire d'un autre transformateur Tesla convenable-

ment choisi (*fig.* 5), soit encore d'un arc chantant employé directement

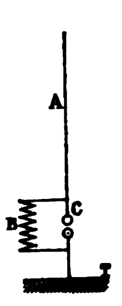



Fig. 1. — A, antenne. — C, oscillateur. — B, bobine d'induction ou transformateur industriel. — T, terre.

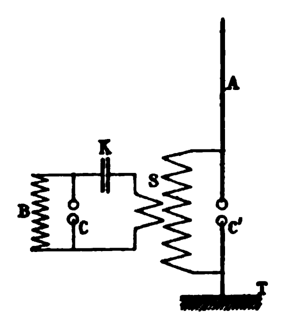



Fig. 2. — A, antenne. — C, C', oscillateurs. T, terre. — S, transformateur Tesla. — K, condensateur. — B, bobine d'induction ou transformateur industriel.

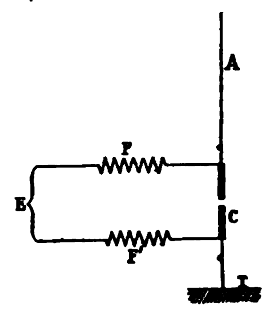



Fig. 3. — A, antenne. — C, arc (charbon ou mercure, etc.). — T, terre. — FF', bobine d'impédance. — E, source d'énergie, basse pression.

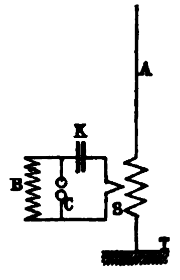



Fig. 4. — A, antenne. — T, terre. — S, transformateur Tesla. — K, condensateur. C, oscillateur. — B, bobine d'induction ou transformateur industriel.

(*fig.* 6) ou avec l'intermédiaire d'un autre Tesla (signe semblable à la *fig.* 5).

Les oscillations sont encore plus ou moins amorties, suivant le procédé de production employé.

Enfin, l'*excitation par dérivation* (Slaby) se différencie de la précédente en ce que le système antenne-terre est placé en dérivation sur le circuit excitateur, comme cela est indiqué, par exemple, dans les *fig.* 7 et 8.

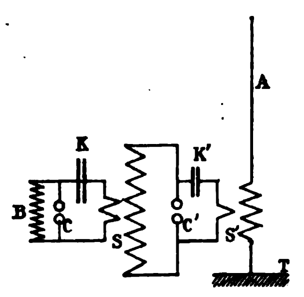



Fig. 5. — A, antenne. — T, terre. — K, K', condensateurs. — C, C', oscillateurs. — SS', transformateur Tesla. — B, transformateur industriel.

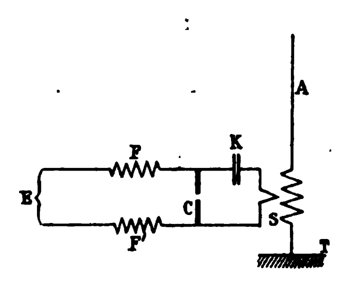



Fig. 6. — A, antenne. — T, terre. — S, transformateur Tesla. — K, condensateur. — C, arc. — E, source d'énergie, basse tension. — FF', bobine d'impédance.

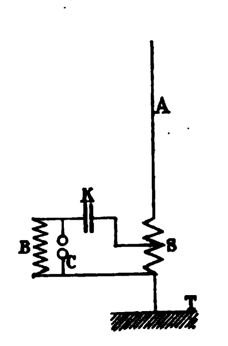



Fig. 7. — A, antenne. — T, terre. — S, transformateur Tesla à 1 seul circuit. — K, condensateur. — C, oscillateur. — B, bobine d'induction ou transformateur industriel.

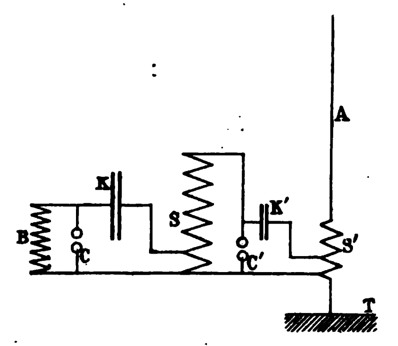



Fig. 8. — A, antenne. — T, terre. — S, S', transformateurs Tesla à 1 seul circuit. — K, K', condensateurs. — C, C', oscillateurs. — B, transformateur industriel.

Quel que soit le mode d'excitation et le procédé employés, il est nécessaire de mettre les divers circuits en résonance afin d'obtenir le rendement maximum. Pour accorder le système antenne-terre avec son circuit excitateur, il suffit d'intercaler un ampèremètre

thermique au voisinage du sol; la résonance est réalisée lorsque la valeur de l'intensité efficace donnée par l'instrument est maximum.

L'antenne ainsi excitée vibre en quart d'onde tout comme un tuyau fermé. Ce fait peut être démontré par un calcul approché :

Lorsqu'un conducteur est parcouru par des courants variables, l'intensité $i$ et la tension $v$ de ceux-ci sont liés à la résistance $r$, la self-induction $l$ et la capacité $g$ par unité de longueur, par les équations suivantes :

$$-\frac{\partial i}{\partial z}=g\frac{\partial v}{\partial t}, \qquad -\frac{\partial v}{\partial z}=ri+l\frac{\partial i}{\partial t},$$

d'où l'on déduit :

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}-rg\frac{\partial v}{\partial t}-lg\frac{\partial^2 v}{\partial t^2}=0\,; \tag{1}$$

lorsque $v$ est une fonction périodique de la forme

$$v=\mathrm{A}\sin\omega t+\mathrm{B}\cos\omega t,$$

l'équation (1) devient :

$$v=\mathrm{P}e^{pz}\sin(\omega t+qz)+\mathrm{Q}e^{-pz}\sin(\omega t-qz)\,; \tag{2}$$

on trouve de même :

$$i=\mathrm{P}'e^{pz}\sin(\omega t+qz)+\mathrm{Q}'e^{-pz}\sin(\omega t-qz) \tag{3}$$

avec

$$p^2=\frac{\omega g}{2}\left(\sqrt{r^2+\omega^2l^2}-\omega l\right),$$

$$q^2=\frac{\omega g}{2}\left(\sqrt{r^2+\omega^2l^2}+\omega l\right).$$

Dans le cas d'une antenne isolée à une extrémité et de faible longueur, on peut négliger l'amortissement et la résistance $r$. En remarquant que la tension est nulle pour $z=0$ et que l'intensité est nulle à son tour pour $z=a$, $a$ étant la longueur de l'antenne, les équations (2) et (3) deviennent :

$$v=-\frac{\mathrm{I}_0}{\mathrm{V}g}\sin\frac{\pi z}{2a}\cos\frac{\pi\mathrm{VT}}{2a}\,; \tag{4}$$

$$i=\mathrm{I}_0\cos\frac{\pi z}{2a}\sin\frac{\pi\mathrm{VT}}{2a}. \tag{5}$$

L'antenne est donc le siège d'une onde stationnaire, et sa longueur représente un quart d'onde.

On vérifie aisément par l'expérience : 1° que l'intensité va en décroissant du sol au sommet, en intercalant en divers points des lampes à incandescence ou un ampèremètre thermique ; 2° que la tension va en croissant du sol au sommet, au moyen d'un micromètre à étincelles. L'expérience peut être réalisée dans un laboratoire en enroulant en spirale un conducteur isolé dont une extrémité est mise à la terre.

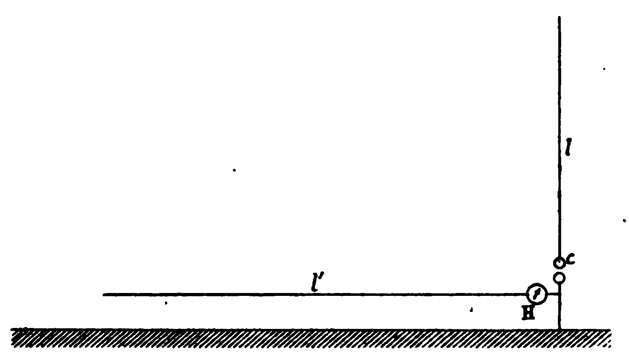



FIG. 9. — *l*, antenne filiforme. — *c*, oscillateur. — *l'*, fil horizontal placé en dérivation sur l'antenne en un point très voisin du sol. — H, ampèremètre thermique.

Pour s'assurer ensuite expérimentalement que l'antenne vibre bien en quart d'onde et que l'intensité et la tension sont décalées de 1/4 de période, il suffit de faire propager sur un fil rectiligne *l'* le mouvement vibratoire produit par l'excitation directe d'une antenne, par exemple (*fig.* 9). On constate tout d'abord que le maximum d'énergie des oscillations ainsi dérivées est obtenu lorsque la longueur de *l'* est à peu près égale à celle de *l*, l'intensité étant mesurée avec un ampèremètre thermique et la tension avec un micromètre à étincelles. On remarque aussi que *l'* contient un quart d'onde stationnaire semblable à celui de l'antenne.

Si on donne ensuite à *l'* une longueur triple de cette valeur, on constate qu'il contient 3/4 d'onde : les nœuds et les ventres de tension et d'intensité sont encore aisément mis en évidence par l'ampèremètre thermique et le micromètre à étincelles. Il est encore possible d'obtenir 5/4 d'onde ; mais l'énergie des ondes stationnaires est de plus en plus faible par suite de l'amortissement de production et aussi de l'amortissement de propagation. Cette méthode nous a

même permis de juger d'une manière assez nette des différences d'amortissement de production d'oscillations engendrées par divers procédés.

La longueur du fil horizontal qui correspond à 1/4 d'onde du mouvement vibratoire de l'antenne n'est pas constante : elle varie, bien que faiblement, avec la distance du fil au sol. La raison semble devoir en être attribuée à ce que la vitesse de propagation le long d'un conducteur n'est pas constante, et varie avec les éléments électriques de celui-ci.

On trouve une autre présomption de ce fait en remarquant qu'une antenne, constituée au moyen de plusieurs fils réunis en quantité et écartés les uns des autres, donne naissance à des oscillations dont la longueur d'onde, mesurée sur un même fil horizontal dérivé, varie avec le nombre et l'écartement des fils. Cette variation ne doit pas être attribuée à la perturbation à l'extrémité, celle-ci n'ayant qu'une faible importance pour des conducteurs rectilignes, ainsi qu'on le constate en donnant des formes variées aux extrémités des fils et en mesurant dans chaque cas la longueur d'onde.

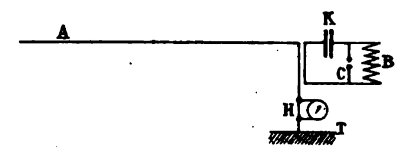



Fig. 10. — A, fil horizontal. — T, terre. — H, ampèremètre thermique. K, condensateur. — C, oscillateur. — B, bobine d'induction.

Il est d'ailleurs possible de mesurer avec une assez grande précision la valeur de la perturbation à l'extrémité d'un seul fil : on constitue un circuit excitateur au moyen d'un condensateur K et d'un oscillateur C (*fig.* 10), et on le fait agir par le procédé Blondlot sur un fil horizontal mis à la terre en T. Un ampèremètre thermique est intercalé, ou mis en dérivation sur une faible longueur du fil, en H. On cherche alors la longueur du fil A qui donne la résonance en 1/4 d'onde, en se servant des indications de H. Cet accord peut être fait avec une approximation du centième de la longueur totale.

On met ensuite à la terre l'extrémité de A (*fig.* 11) et on cherche à nouveau la résonance, mais en demi-onde cette fois : l'accord est obtenu pour une longueur totale de fil double de celle du cas précédent, à 2 ou 3 centièmes près. (L'expérience doit être faite au-dessus

d'un sol humide, de manière à avoir une très bonne prise de terre à chaque variation de longueur.)

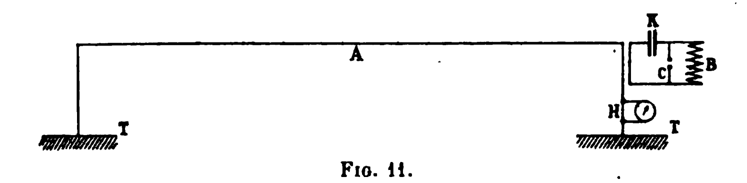



Fig. 11.

Au lieu de fermer le circuit sur la terre, on peut aussi le fermer sur lui-même et le faire résoner d'abord en demi-onde (*fig.* 12), puis

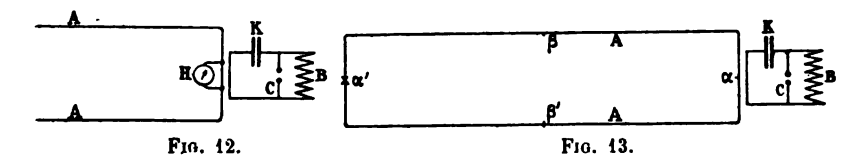



Fig. 12.

Fig. 13.

en onde complète (*fig.* 13). Les résultats obtenus sont semblables aux précédents[1].

[1] Lorsqu'on dispose d'un espace suffisant pour installer un circuit fermé d'environ 50 mètres de longueur, l'existence de l'onde stationnaire et le décalage de l'intensité et de la tension peuvent être mis en évidence avec des petites lampes

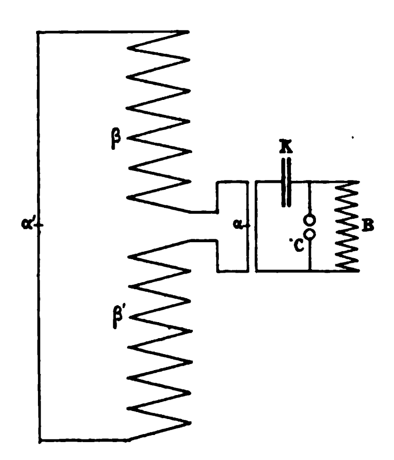



Fig. 14. — B, bobine d'induction. — C, oscillateur. — K, condensateur réglable. αβα'β', circuit fermé. — α, α', ventres de débit. — β, β', ventres de tension.

On peut donc considérer comme démontré que l'antenne vibre normalement en quart d'onde, quelle que soit sa forme et le procédé d'excitation employé. Mais, dans les antennes à grande surface, la longueur ne représente pas le 1/4 d'onde, la vitesse des propagations n'étant pas la même le long de sa surface et dans l'air. Ce fait semble constituer un inconvénient de ce genre d'antennes, qui présente d'autre part l'avantage d'augmenter considérablement le rayonnement.

Enfin, lorsque l'antenne est excitée indirectement (induction ou dérivation), on peut aisément faire apparaître les divers harmoniques ; l'antenne vibre alors en $\frac{3}{4}, \frac{5}{4} \cdots$ d'onde. L'expérience peut encore être faite en laboratoire au moyen du conducteur enroulé en spirale, à laquelle on donne une longueur et un diamètre suffisants, et d'un condensateur réglable à variation continue.

*Transmission de l'énergie.* — De nombreuses théories ont été préparées pour expliquer le mécanisme du transport de l'énergie rayonnée par l'antenne d'émission. La théorie présentée par M. Blondel est celle qui permet d'expliquer de la manière la plus satisfaisante les faits observés, et cela en tenant compte seulement des propriétés connues des ondes hertziennes :

---

à incandescence, en employant comme source d'énergie une bobine Ruhmkorff ordinaire. Les ventres d'intensité sont en $\alpha$, $\alpha'$ (*fig.* 13) et ceux de tension en $\beta$, $\beta'$. Le circuit peut d'ailleurs être coupé en $\beta$ ou $\beta'$ sans rien changer au phénomène. Avec une longueur de fil plus considérable, il n'y a pas de difficulté à produire deux ondes stationnaires complètes et à les mettre en évidence de la même manière. Au-dessus de deux ondes, l'amortissement devient trop considérable.

La même expérience peut être faite en enroulant le conducteur en spirale (*fig.* 14).

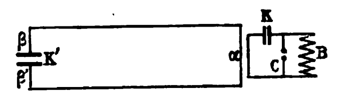



Fig. 15.

Si l'on intercale un condensateur K' dans le circuit fermé (*fig.* 15), la longueur de celui-ci doit évidemment être diminuée pour obtenir la résonance. Lorsque la capacité K' est faible, on constate encore nettement un maximum d'intensité en $\alpha$ avec deux minimums en $\beta$, $\beta'$ (mais l'intensité n'est pas nulle en ces derniers points, comme cela avait lieu dans le cas de la *fig.* 13). Les maximums de tension ont lieu en $\beta$, $\beta'$ et le minimum en $\alpha'$.

Dans le cas de plusieurs condensateurs en série, on observe des faits semblables.

Ces résultats sont d'ailleurs conformes à ceux du calcul, comme nous l'a montré M. Potier.

Le système antenne-terre est équivalent à un oscillateur de Hertz de longueur double, obtenu en ajoutant à l'antenne une partie symétrique formée de son image électrostatique par rapport à la surface de la terre, qui joue le rôle d'une surface conductrice. L'ébranlement de l'éther produit par la vibration électrique de l'antenne se propage sous la forme d'une onde hémisphérique polarisée, les lignes de force électrique étant des méridiens circulaires, et les lignes de force magnétique étant des cercles concentriques à l'antenne. Mais la forme hémisphérique n'est atteinte qu'à une certaine distance du point d'émission; au voisinage de celui-ci, on semble en droit d'admettre que tout se passe comme dans le cas du petit oscillateur rectiligne étudié par Hertz : le champ est formé d'une série de boucles qui se ferment, puis se détachent et se transportent perpendiculairement au fil de l'oscillateur tout en s'agrandissant. Les lignes de force sont donc, à une certaine distance, disposées suivant des demi-tores qui augmentent de hauteur en même temps que leur diamètre s'accroît; ces tores s'incurvent en même temps vers l'axe vertical de l'antenne et finissent par se transformer en sphères; à partir de ce moment, la propagation devient purement transversale et se fait avec la vitesse de la lumière.

L'auteur de cette théorie a également étudié la manière dont se répartissait l'énergie sur une onde sphérique à grande distance : les forces électrique et magnétique engendrées en un point par chacun des éléments de l'antenne sont respectivement concordantes en direction, et leurs résultantes ont pour valeur :

$$\int E = \int P = \frac{2I_0}{r_0} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta_0\right)}{\sin\theta_0} \cos\frac{\pi}{2a}(Vt - z_0),$$

$z_0$ étant la distance du point considéré à l'antenne, et $\theta_0$ l'angle du vecteur avec celle-ci.

L'énergie varie d'autre part proportionnellement au vecteur radiant de Poynting, qui a pour expression dans ce cas :

$$W = \frac{EP}{4\pi} = \frac{K}{r_0^2} \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta_0\right)}{\sin^2\theta_0}.$$

L'énergie par unité de surface d'une sphère de rayon $r_0$ est donc maximum dans le plan équatorial $\left(\theta_0 = \frac{\pi}{2}\right)$ et diminue très rapide-

ment avec $\theta_0$. Des expériences faites avec un récepteur placé en ballon libre, et muni d'une antenne convenablement accordée pendant au-dessous de la nacelle, ont vérifié ces résultats : l'énergie semble concentrée à la surface du sol dans une zone relativement peu élevée, dont l'épaisseur est fonction de la hauteur d'antenne.

On peut s'expliquer ainsi que la transmission des signaux se fasse beaucoup plus facilement sur mer que sur terre, la surface de celle-ci étant parsemée d'obstacles élevés plus ou moins conducteurs qui gênent la propagation et absorbent l'énergie.

Le rôle de la terre est bien défini par cette théorie : elle sert à compléter l'oscillateur de Hertz, dont l'antenne proprement dite ne forme qu'une moitié, et de plus elle concentre l'énergie à sa surface. Ce dernier est le rôle essentiel, car on peut obtenir d'excellentes communications en supprimant le premier, c'est-à-dire en complétant l'oscillateur de Hertz non plus au moyen d'une mise à la terre de l'antenne, mais au moyen de plaques métalliques isolées ou mieux encore au moyen d'un fil horizontal isolé de longueur convenable.

*Réception des signaux.* — L'antenne du poste correspondant, étant plongée dans le champ électromagnétique créé par le mouvement vibratoire de l'antenne de transmission, devient elle-même le siège d'oscillations électriques analogues à celles de l'émission, bien que d'énergie très réduite. Lorsque sa période propre n'est pas trop différente de celle de l'émission, ses vibrations ont une énergie notable en vertu du phénomène de la résonance multiple, les oscillations de la transmission ayant un amortissement considérable dans le cas général. Néanmoins le rendement est évidemment maximum quand il y a résonance des deux antennes.

Il est donc avantageux d'établir cet accord. Le procédé le plus simple consiste à employer des antennes identiques; dans le cas où cela n'est pas possible, il est commode d'opérer de la manière suivante : on mesure la longueur d'onde de l'antenne la plus grande par le procédé du fil horizontal, en l'excitant directement, puis on modifie la forme, la longueur et le nombre de fils de l'antenne du deuxième poste jusqu'à ce que sa longueur d'onde, mesurée par le même moyen, soit identique à celle de la première.

Il importe ensuite d'employer l'énergie recueillie par l'antenne de réception à produire des signaux perceptibles à nos sens ; ce résultat est obtenu au moyen des « détecteurs d'onde ».

Ces instruments peuvent se classer en deux catégories :

Détecteurs sensibles aux intensités maximum ou efficaces des oscillations ;

Détecteurs sensibles aux tensions maximum ou efficaces.

Dans la première catégorie se rangent en particulier : les *bolomètres* (Fessenden, Tissot), qui sont sensibles aux intensités efficaces ; les *détecteurs magnétiques* Rutherford-Marconi, qui sont sensibles aux intensités maximum (Tissot) ; les *détecteurs électrolytiques* ou *anticohéreurs*, ainsi que les *cohéreurs autodécohérents* de Tommasina, qui paraissent également devoir être sensibles aux intensités maximum.

Dans la deuxième catégorie on n'emploie guère que les cohéreurs, qui sont sensibles aux tensions maximum.

Il y a évidemment avantage à intercaler les détecteurs d'intensité dans l'antenne au voisinage de la prise de terre, puisque c'est en ce point que se produit le ventre d'intensité des oscillations de l'antenne.

Pour faire agir celle-ci sur les détecteurs de tension, il est nécessaire de passer par l'intermédiaire d'un transformateur spécial nommé *jigger* et de placer le détecteur dans le circuit secondaire entre deux ventres de tensions de signes contraires ou entre un point de tension constante et un ventre.

Le cohéreur étant le détecteur employé dans la plupart des installations, nous décrirons avec plus de détails les divers dispositifs en usage pour sa mise en œuvre :

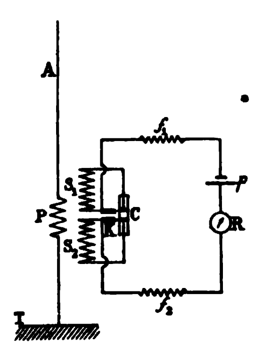



Fig. 16. — A, antenne. — P, primaire du jigger. — $S_1S_2$, secondaire du jigger. — K, condensateur. — C, cohéreur. — $f_1$, $f_2$, bobines d'impédance. — $p$, pile. — R, relais.

1° *Dispositif par induction* (Marconi). — Le jigger est constitué par un petit transformateur à deux circuits : le primaire P, très court

(2 à 4 mètres de fil) (*fig.* 16), est intercalé dans l'antenne au voisinage du sol; le secondaire est divisé en deux parties $S_1$, $S_2$, réunies entre elles par un condensateur K. Les extrémités extérieures de ces deux enroulements sont reliées au cohéreur, tandis que les extrémités intérieures sont en communication avec les fils d'entrée de deux bobines d'impédance $f_1$, $f_2$, formées, par exemple, d'une certaine longueur de fil résistant enroulée sur un noyau isolant.

Remarquons tout d'abord que l'expérience a montré l'inutilité du condensateur K. Le fonctionnement d'un pareil dispositif peut alors s'expliquer de la manière suivante : les oscillations de l'antenne APT induisent, par l'intermédiaire de P, d'autres oscillations dans chacun des circuits $S_1f_1$, $S_2f_2$; ceux-ci peuvent être considérés comme indépendants, les bobines $f_1$, $f_2$ jouant le rôle d'étouffoirs par l'amortissement qu'elles donnent aux oscillations qui pourraient suivre le circuit $p$R (¹). Les deux circuits se comportent donc comme si chacun d'eux n'avait qu'une extrémité, celle reliée au cohéreur. Les ondes stationnaires qui s'y établissent ont donc un ventre de tension au cohéreur, et ces ventres sont de signes contraires dans les deux circuits. Le maximum de rendement est obtenu pour une certaine longueur de 1/2 secondaire, qui représente vraisemblablement un 1/4 d'onde des oscillations reçues, étant donnés les éléments électriques de ces enroulements.

On constate toutefois qu'un jigger réglé pour une transmission de période déterminée donne encore de bons résultats pour une transmission de période différente. Ce fait paraît devoir être attribué à ce que l'onde stationnaire induite se loge automatiquement dans $S_1f_1$, par exemple, quelle que soit sa longueur, en présentant toujours un ventre de tension à l'extrémité isolée, c'est-à-dire au cohéreur.

2° *Dispositif par dérivation* (Slaby). — Le cohéreur est placé entre un point relié au sol par l'intermédiaire d'un condensateur K (*fig.* 17) et un ventre de tension obtenu à l'extrémité d'un enroule-

(¹) Nous avons appliqué cette propriété depuis plusieurs mois pour la protection du secondaire des bobines d'induction contre l'effet des oscillations engendrées par la décharge d'un condensateur mis en dérivation à ses bornes. Il suffit d'intercaler sur chaque extrémité du secondaire une bobine constituée par 500 tours de fil de $\frac{6}{100}$ de millimètre, placés en une seule couche sur un cylindre d'ébonite de 5 centimètres de diamètre, dans une rainure hélicoïdale ayant un pas de $\frac{1}{2}$ millimètre.

ment S placé en dérivation sur l'antenne. L'explication de ce dispositif est analogue à la précédente.

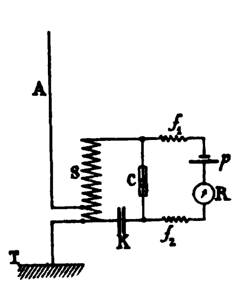



Fig. 17. — A, antenne de jigger. — T, terre. — K, condensateur. — C, cohéreur. — $f_1$, $f_2$, bobines d'impédance. — $p$, pile. — R, relais.

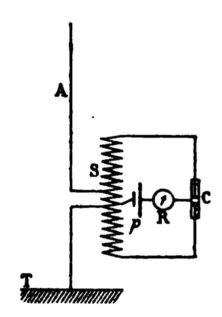



Fig. 18. — A, antenne. — S, jigger. — T, terre. — C, cohéreur. — $p$, pile. — R, relais.

M. Rochefort a modifié ce montage de manière à soumettre le cohéreur à deux ventres de tension égaux et de signes contraires, et à supprimer le condensateur K. Il emploie pour cela un arrangement, indiqué par la *fig.* 18, qui comporte l'usage d'une sorte de cohéreur à trois électrodes.

3° *Dispositif par induction et dérivation combinées.* — Chacun des dispositifs décrits ci-dessus présente un certain nombre d'avantages, qui ne seront pas discutés ici en détail. Nous avons tâché de les

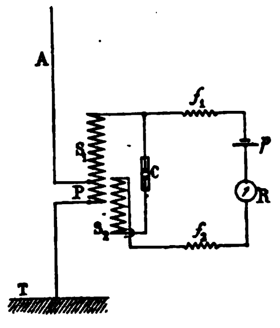



Fig. 19.

réunir en employant le montage représenté par la *fig.* 19. L'enroulement P intercalé dans l'antenne agit par induction sur $S_2$ et par dérivation sur $S_1$. C'est au moyen d'un arrangement semblable que

nous avons pu réaliser, avec une énergie réduite, des communications à 400 kilomètres sur mer et sur terre.

*Choix du montage.* — Les dispositifs de transmission et de réception qu'il convient d'employer dans les différents cas doivent être choisis d'après les conditions dans lesquelles doit fonctionner l'installation projetée. C'est ainsi, par exemple, que, pour établir une communication à grande distance avec une énergie aussi faible que possible, lorsqu'il n'existe à proximité aucun autre poste, il y a avantage à employer la transmission à excitation directe et le cohéreur. Dans le cas où l'on désirerait au contraire obtenir le maximum de protection pour les postes à établir et les postes voisins, sans se limiter l'énergie à mettre en jeu, il conviendrait d'employer une transmission à oscillations très peu amorties et un détecteur intégrateur, le bolomètre par exemple.

*En résumé*, la télégraphie sans fil ne permet pas, en l'état actuel de nos connaissances, d'assurer pratiquement deux communications simultanées sur deux lignes de correspondances situées à faible distance l'une de l'autre, par suite du phénomène de la résonance multiple. Si l'on remarque en outre que les manifestations électriques naturelles ont une influence sur les récepteurs et brouillent parfois complètement les télégrammes, on est forcé de convenir que le nouveau mode de communication n'offre que très peu de sécurité. Nombreux sont déjà les exemples des inconvénients qui en résultent.

Néanmoins ses applications, déjà très répandues, rendent de grands services dans certains cas, et en particulier à la marine, à la guerre, aux colonies.

Enfin, la télégraphie sans fil, ayant été l'occasion de nombreuses recherches théoriques et expérimentales, a permis de vérifier et d'étendre le champ de nos connaissances sur les ondes hertziennes, et tout porte à espérer que cette partie de son rôle n'est également pas encore terminée.

---

**ANNALEN DER PHYSIK;**

T. XIII, n° 3; 1904.

ALBERT DAHMS. — Beiträge zur Kenntniss der Erscheinungen der Phosphoreszenz (Contribution à la connaissance des phénomènes de phosphorescence). — P. 425-463, avec 4 planches hors texte, reproductions de photographies.

En projetant un spectre sur une plaque phosphorescente au sulfure de calcium additionné de bismuth (couleur lumineuse de Balmain), Fomm ([1]) a constaté que les radiations comprises entre 396 et 384 $\mu\mu$ affaiblissent la phosphorescence, ce qui ne peut être expliqué par une action calorifique, suivant la théorie de E. Becquerel. D'ailleurs Becquerel avait lui-même ([2]) signalé l'existence, de F à G, de radiations capables d'exciter la phosphorescence d'un corps *qui ne luit pas*, et, inversement, de diminuer une phosphorescence excitée par une autre source. Ces rayons *modérateurs* constituaient d'après lui la transition entre les rayons spécifiquement excitateurs et les rayons spécifiquement destructeurs de la phosphorescence.

L'auteur a repris la question au moyen d'une méthode déjà employée auparavant par Draper ([3]) et par Fomm. La substance capable de phosphorescence, réduite en poudre fine, est fortement tassée dans une rainure rectangulaire ménagée dans une plaque de cuivre ou de carton, ou limitée par des lames de glace, et prise entre deux plaques de verre; après avoir excité la phosphorescence, on expose la substance à l'action plus ou moins prolongée du spectre du cratère de l'arc obtenu au moyen d'un spectrographe à prisme et lentilles de verre, puis on met en contact pendant un temps plus ou moins long avec une plaque photographique que l'on développe. L'absorption par le verre limitait à 3 $\mu$ d'un côté, 330 $\mu$ de l'autre, l'étendue du spectre ; pour repérer les longueurs d'onde sur les phosphorophotographies, on avait dans l'ultra-violet les bandes du carbone fournies par la flamme de l'arc, et dans le spectre visible l'image d'un réticule placé exactement sur D; de plus on avait photographié le spectre solaire sur une plaque Lumière sensible au rouge,

([1]) FOMM, *Inaug. Diss. München*, 1890 ; — LOMMEL, *Wied. Ann.*, XL, p. 681-690; 1889; — et *J. de Phys.*, 2° série, t. X, p. 533; 1891.

([2]) *La Lumière*, I, p. 303, 304 ; 1867.

([3]) *Phil. Mag.*, 5, XI, p. 160; 1881; — et *J. de Phys*, 2° série, t. I, p. 105; 1882.

ce qui donnait les raies de Fraunhofer entre A et l'ultra-violet; on n'avait malheureusement aucun repère dans l'infra-rouge.

*Couleur de Balmain.* — Phosphorescence très vive et très durable; activation énergique par les rayons de grande longueur d'onde, ce qui obligeait à laisser passer environ 1 minute entre l'exposition au spectre et la mise en contact avec la plaque photographique. Sur les clichés obtenus avec une excitation intense et un spectre faible, on constate que l'extinction débute dans l'infra-rouge, subit une brève interruption avant A, et fait graduellement place, à partir de $\lambda = 450\,\mu\mu$, à une augmentation d'intensité; la région d'affaiblissement, de 394 à 376 $\mu\mu$, est très nettement marquée. Elle disparaît si on a laissé la substance à l'obscurité pendant une heure et demie entre l'excitation de la phosphorescence et l'exposition dans le spectrographe, c'est-à-dire *si l'on a diminué l'intensité de la phosphorescence relativement à celle du spectre;* on a alors une région d'extinction continue suivie d'une région d'accroissement également continue et dont la limite est d'autant plus voisine du rouge que l'intensité de la phosphorescence est plus faible, au moment où on expose la substance à l'action de l'arc.

*Sulfure de strontium additionné de cuivre* (1). — Fraîchement préparé, montre une belle phosphorescence vert jaune; l'exposition à l'air diminue son aptitude à la phosphorescence; on peut la lui rendre presque complètement en le calcinant fortement; pour avoir de bonnes épreuves, on a dû sensibiliser des plaques à l'érythrosine (2). Mêmes caractères généraux que la couleur de Balmain; la région d'affaiblissement dans l'ultra-violet devient une région d'augmentation quand la phosphorescence est suffisamment amortie au moment de l'exposition; l'action des radiations correspondantes dépend donc bien plutôt du rapport de leurs intensités dans le spectre et dans l'émission de la plaque que de leur longueur d'onde.

*Sulfure de zinc d'Henry* (3). — Cette substance possède vis-à-vis des radiations infra-rouges une telle sensibilité que l'on peut, sur un écran enduit de ZnS, obtenir des silhouettes lumineuses de pièces de

(1) Cf. Lenard et Klatt, *Wied. Ann.*, XXXVIII, p. 90; 1889; — et *J. de Phys.*, 2e série, t. IX, p. 578; 1890.

(2) D'après Vogel: 25 centimètres cubes solution d'érythrosine à 1/500; 125 centimètres cubes d'eau distillée; 50 centimètres cubes solution d'$AgAzO^3$ à 1/1000; 1 centimètre cube ammoniaque à 25 0/0. Les plaques traitées par ce bain sont très sensibles, surtout au jaune vert, mais ne se conservent pas très bien, surtout l'été.

(3) *C. R.*, t. CXV, p. 505-507; 1892.

monnaie, par exemple, en les plaçant entre l'écran et une lame d'ébonite de $0^{mm},5$ d'épaisseur, qui laisse passer une bonne partie de la radiation calorifique émise par une lampe d'Argand ou une lampe électrique à incandescence. La chaleur détruit rapidement la phosphorescence, comme il arrive pour les autres substances, après une activation passagère; les rayons infra-rouges la détruisent *sans activation*, et très rapidement; ils paraissent donc exercer une action spécifique, en vertu de laquelle la quantité totale de lumière émise sous leur influence serait beaucoup plus faible que celle qui correspond à l'extinction spontanée de la phosphorescence. Il est nécessaire, si l'on veut avoir une forte luminescence, de soustraire la substance à l'action de ces rayons (c'est d'ailleurs là une précaution qu'il est bon de prendre dans tous les cas; si l'on opère avec une source solide incandescente, il sera bon d'en filtrer la lumière à travers des écrans convenables : verre bleu violet de Schott pour ZnS ou la couleur de Balmain, quartz fondu pour SrS, suivant la place dans le spectre des rayons les plus actifs pour l'excitation). La phosphorescence était excitée par la lumière de l'arc ; on employait les plaques à l'érythrosine.

Les rayons les plus actifs sont vers 490 $\mu\mu$, à la limite du spectre visible; l'action destructive présente un minimum dans l'infrarouge; la limite entre les radiations destructives et les radiations excitatrices avance vers les grandes longueurs d'onde quand la durée d'exposition au spectre augmente. On n'a pas trouvé trace d'extinction dans l'ultra-violet.

*Spath fluor.* — La fluorescence est beaucoup plus belle lorsqu'on masque les charbons de l'arc, ce qui s'explique à la fois par l'action nuisible des radiations de grande longueur d'onde, et par ce fait que les rayons de beaucoup les plus efficaces ont une très faible longueur d'onde; on constate en effet une action photographique nette, alors même que la phosphorescence visible a pris fin ; les rayons excitateurs les plus actifs seraient au delà de 274 $\mu\mu$ (1). Le verre arrêtant les radiations au delà de 335 $\mu\mu$, on s'explique ainsi que les phosphorophotographies n'aient révélé qu'une action affaiblissante *dans tout le spectre*, et s'étendant d'autant plus loin des deux côtés que l'exposition a été plus prolongée. L'absence constatée de régions d'excitation dans l'ultra-violet a une autre cause, l'intensité relativement

---

(1) Winkelmann et Straubel, *Wied. Ann.*, LIX, p. 336-339 ; 1896 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 363 ; 1896.

grande de la phosphorescence, qui, pour $CaF^2$, s'éteint avec une extrême lenteur; en effet, si on l'excite par la lumière totale de l'arc, elle est de suite assez faible pour que les photographies changent complètement d'aspect et montrent une région d'activation, tout comme avec les autres substances; la limite qui la sépare de la région d'extinction recule vers les faibles longueurs d'onde, à mesure que croît l'intensité de la phosphorescence. Si l'exposition a été assez longue, on constate de plus, fort loin dans l'infra-rouge, une bande d'extinction qui fait penser aux radiations réfléchies métalliquement par la fluorine; le verre serait alors transparent pour elles. Enfin, les rayons jaune rouge et mêm einfra-rouges développent une phosphorescence invisible, mais révélable par son action photographique. Cette contradiction avec la loi de Stokes est-elle réelle, ou seulement apparente et due, comme l'a suggéré Wiener, à une dispersion anormale qui amènerait à la place de l'infra-rouge des radiations de très faible longueur d'onde pour lesquelles le verre serait transparent? La question appelle de nouvelles recherches.

La fluorine, par la longue durée de sa phosphorescence, et par ce fait qu'elle montre plus nettement que toute autre substance la variation d'effet des radiations avec leur intensité relative dans la phosphorescence et dans le spectre, se prête admirablement aux recherches.

Les expériences qui précèdent confirment en gros les idées actuelles sur la phosphorescence, et conduisent aux conclusions suivantes :

Il n'y a pas lieu de distinguer entre rayons excitateurs et rayons extincteurs; lorsqu'une radiation de période et d'intensité déterminées atteint un corps capable de phosphorescence, il s'établit un *équilibre dynamique de rayonnement* qui ne dépend, *cæteris partibus*, que de l'intensité de la radiation; c'est cette intensité qui détermine la *vitesse* d'établissement de l'état stationnaire. Si cette vitesse est grande, et si l'amortissement spontané de la phosphorescence est faible, les radiations capables d'exciter la phosphorescence du corps, *quand il n'est pas lumineux*, affaiblissent l'émission du corps *déjà fortement phosphorescent*.

La quantité de lumière que peut émettre un corps phosphorescent peut être très différente, suivant que l'émission est libre ou commandée par une énergie extérieure (chaleur ou radiation); l'état initial (lumineux) et l'état final (non lumineux) paraissant être les mêmes dans tous les cas, on peut donc passer de l'un à l'autre par

des chemins différents. On ne peut rien dire de plus précis au sujet de la quantité totale d'énergie rayonnée pendant ce passage.

P. Lugol.

J.-M. EDER et E. VALENTA. — Das ultraviolette Funken und Banden-spektrum des Schwefels (Le spectre d'étincelle et le spectre de bandes de soufre dans l'ultra-violet. Remarque au sujet de la communication de Berndt : Spectre d'étincelle du sélénium dans l'ultra-violet) (1). — P. 640.

Les auteurs rappellent qu'ils ont photographié le spectre d'étincelle du soufre et mesuré les longueurs d'onde des raies dans l'ultra-violet jusqu'à $\lambda = 3301$ U.A. Une seule des raies qu'ils ont observées (4153,269) paraît se confondre avec une raie de Berndt (4153,2); encore n'est-ce pas certain, les nombres de Berndt n'étant pas exacts jusqu'au chiffre des dixièmes. Il semble donc que le sélénium employé par cet auteur était tout à fait débarrassé de soufre.

P. Lugol.

T. XIII, n° 4 ; 1904.

W. WIEN. — Ueber die Differentialgleichungen der Elektrodynamik für bewegte Körper (Equations différentielles de l'électrodynamique pour les corps en mouvement). — P. 641-669.

On obtient un système d'équations identiques à celui de Lorenz en supposant un électron immobile et l'éther animé d'une vitesse opposée à celle du corps, ou bien en partant des équations ordinaires de Maxwell et attribuant la vitesse de déplacement à la charge.

L'auteur donne une intégrale générale pour le cas où un centre d'émission de perturbations électromagnétiques se déplace avec une vitesse de grandeur quelconque, mais uniforme : il applique cette méthode aux vibrations longitudinales et transversales d'un dipôle électrique.

M. Lamotte.

---

(1) Voir ce volume, p. 233.

(2) *Denkschriften d. Kais. Akad. d. Wissensch. in Wien, Mathem.-naturw. Klasse*, LXVII, p. 98; 1898.

**W. WIEN. — Ueber positive Elektronen und die Existenz hoher Atomgewrichte (Electrons positifs : existence de poids atomiques élevés). — P. 669-678.**

La déviation des électrons positifs, au lieu d'être constante comme celle des électrons négatifs, varie d'une manière continue. M. Stark, pour expliquer cette variation, admet l'existence, à côté des électrons portant une seule charge élémentaire, de molécules neutres formées par la réunion d'un électron positif et d'un électron négatif. Au moment où se forme la molécule neutre, elle est soustraite à l'action du champ magnétique ou électrique ; la variation continue de la déviation proviendrait de ce que la neutralisation se produirait en différents points de la trajectoire. S'il en est ainsi, les électrons à charge individuelle constante doivent correspondre aux rayons les plus déviables. Par conséquent, en déviant ces rayons par un champ magnétique faible, l'électrode qui les recevait ne doit plus recevoir que des molécules neutres et ne plus se charger.

Or l'expérience montre que, dans les conditions les plus favorables, l'électrode ne cesse jamais de prendre une charge.

De la comparaison des différents gaz il résulte que l'hydrogène renferme plus d'électrons déviables, comme cela est à prévoir d'après son faible poids atomique.

Il semble que l'explication la plus plausible soit d'admettre la formation de polymolécules ; car on serait conduit à des poids atomiques invraisemblables (10000) si on attribuait aux particules des rayons les moins déviés. Rien ne prouve d'ailleurs que ces particules soient électrisées.

Les charges qu'il faudrait attribuer aux électrons positifs pour rendre compte des expériences sont telles que

$$\frac{e}{m} = 15,5$$

correspondant à un poids moléculaire 650 $\left(\text{en effet, pour H, } \frac{e}{m} = 10^4\right)$, nombre qui n'est pas absurde *a priori*.

M. LAMOTTE.

E. KOHL. — Ueber das innere Feld der Elektronen (Champ interne des électrons). — P. 770-791.

Étude mathématique du mouvement d'un électron au cours de laquelle l'auteur discute les diverses hypothèses faites sur la constitution des électrons.

M. LAMOTTE.

J. ZENNECK. — Objektive Darstellung von Stromkurven mit der Braunschen Röhre (Représentation objective des courbes de courant à l'aide du tube de Braun). — P. 819-821 (1).

L'auteur relève les critiques faites à l'emploi du tube de Braun, par M. Wittmann, qui emploie l'oscillographe (2).

M. LAMOTTE.

J. ZENNECK. — Die Abnahme der Amplitude bei Kondensatorkreisen mit Funkenstrecken (Diminution de l'amplitude dans les circuits de condensateurs comprenant un intervalle explosif). — P. 822-827.

L'amplitude ne suit pas une loi exponentielle, comme on l'admet ordinairement. En étudiant le courant à l'aide du tube de Braun, on trouve que la courbe représentative se rapproche plus ou moins d'une droite. Le rapport des amplitudes de deux oscillations consécutives n'est donc pas constant, mais décroît en même temps que l'amplitude, d'abord lentement, puis plus vite.

M. LAMOTTE.

J. BILLITZER. — Zu den kapillarelektrischen Bevegungen und über einen Strom im offenen Element (Mouvements électrocapillaires : courant dans un élément en circuit ouvert). — P. 827-836 (3).

Du mercure s'écoule en gouttes à travers un tube rempli d'électrolyte, à la base duquel il se rassemble ; il s'établit dans le tube une chute de potentiel régulière, proportionnelle à la résistance de

(1) *J. de Phys.*, 3e série, IX, p. 167 ; 1900.
(2) *J. de Phys.*, 4e série, III, p. 322 ; 1904.
(3) Ch. BILLITZER, *J. de Phys.*, 4e série, II, p. 842-844 ; 1903 ; — CHRISTIANSEN, *Ibid.*, III, p. 369 ; 1904.

l'électrolyte. Tout se passe donc comme si un courant continu se produisait entre les deux mercures, sans que ces deux mercures soient en communication. Le courant positif est dirigé dans le sens de la chute des gouttes ; ce sens se renverse seulement dans une dissolution très concentrée de cyanure de potassium.

La variation de potentiel change momentanément de sens quand on établit une communication métallique entre les deux mercures ; si la résistance de cette communication est variable, la différence de potentiel entre les extrémités varie aussi.

Il faut chercher la cause de ce phénomène très probablement dans ce fait que la tension de dissolution du mercure augmente quand sa tension superficielle augmente : le mercure des gouttes aurait une tension de dissolution plus grande que celui de l'électrode inférieure. Au moment où une goutte se sépare, elle est positive ou négative par rapport au mercure inférieur : elle reçoit des ions de l'électrolyte ou lui en cède. Par suite il se produit un déplacement d'ions dans le système, d'où le courant observé.

Un courant analogue doit donc se produire toutes les fois que le mercure s'écoule d'une électrode à gouttes, où il a une tension superficielle déterminée, dans un milieu où cette tension superficielle a une valeur différente. En fait l'expérience vérifie qu'il en est ainsi. On n'observe, au contraire, aucun courant quand les points de résolution de la veine se trouvent dans l'huile d'olives, parce que la tension superficielle du mercure y est à peu près la même que dans l'électrolyse.

Ce phénomène était éliminé dans les expériences de l'auteur sur l'écoulement des métaux à l'état colloïdal (*loc. cit.*).

M. LAMOTTE.

W. KAUFMANN. — Bemerkung zur Absorption und Diffusion der Kathodenstrahlen (Remarque sur l'absorption et la diffusion des rayons cathodiques). — P. 836-839 (1).

Répondant à une critique de Lenard, M. Kaufmann dit que ses mesures n'ont pu être altérées par ce fait qu'il a admis une diffusion uniforme dans toutes les directions, cette hypothèse n'influant que sur un terme correctif peu important.

En désignant par $p$ la pression du gaz, par V le potentiel de la cathode, $b$ la fraction du rayonnement total recueilli latéralement

(1) Cf. LENARD.

sur 1 centimètre de longueur de la trajectoire, M. Kaufmann avait trouvé que :

$$\beta = \frac{bV}{p}$$

était une constante pour chaque gaz. D'après les expériences récentes de Lenard, il reste à décider si β doit être considéré comme un coefficient d'absorption ou de diffusion.

La relation ci-dessus se vérifie mieux quand le potentiel est plus élevé (3 à 8000 volts). En extrapolant jusqu'aux potentiels de 30000 volts employés par Lenard, on trouve un coefficient d'absorption environ quarante fois plus grand que celui déterminé par Lenard. Il semble donc que le phénomène appelé absorption par Lenard n'ait joué qu'un rôle secondaire dans les expériences de Kaufmann.

L'absorption consiste, d'après l'ensemble des expériences, dans une perte totale d'énergie cinétique subie par certaines particules, non dans une diminution générale de cette énergie cinétique. Le coefficient β représente la somme des coefficients d'absorption et de diffusion, et, d'après les idées de Lenard, le coefficient d'absorption aux potentiels élevés, puisque la diffusion est alors négligeable. Les nombres de ces deux observateurs devraient concorder ; la concordance est assez satisfaisante, eu égard à l'incertitude qui affecte les mesures.

M. Lamotte.

---

## PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY ;

T. LXXI.

N. COLLIE. — Note on the Effect of mercury Vapour on the Spectrum of Helium (Note sur l'effet de la vapeur mercurielle sur le spectre de l'hélium). — P. 25-27.

L'auteur a étudié, il y a quelques années, avec le professeur Ramsay [1], la visibilité du spectre d'un gaz en présence d'un autre. Il a examiné, dans le mémoire actuel, le spectre de l'hélium dans différentes parties d'un tube de Plücker, lorsqu'il existe ou non de la vapeur de mercure.

(1) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LIX, p. 257; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 493.

Sans mercure, on aperçoit au spectroscope huit raies et au pôle négatif un spectre plus compliqué. Le nombre des raies de ce dernier diminue lorsqu'on introduit de la vapeur de mercure. Le spectre dépend en outre de la forme du tube. Si, en effet, on introduit dans la portion centrale du tube de Plücker un tube de verre un peu plus étroit, on aperçoit, lorsqu'il y a du mercure :

1° Dans la partie capillaire, les huit raies de l'hélium ;

2° Près de l'électrode négative, cinq raies seulement ;

3° Dans la partie rétrécie du tube capillaire, une seule raie de l'hélium, la raie verte.

Quant au spectre du mercure, on le voit dans toutes les parties du tube et, à l'électrode négative, la raie la plus brillante est la raie orangée.

L'auteur examine également la conséquence possible de cette circonstance que les raies qui disparaissent au pôle négatif par l'introduction du mercure appartiennent au système qui, d'après Runge et Paschen, est dû à l'hélium.

Enfin, d'après lui, un tube de Plücker à hélium et à vapeur de mercure pourrait servir d'étalon dans les mesures spectroscopiques.

G. BARLOW. — On the Effects of Magnetisation on the electric Conductivity of Iron and Nickel (Sur les effets de l'aimantation sur la conductibilité électrique du fer et du nickel). — P. 30-42.

Les fils à étudier étaient enroulés sous forme de petites bobines placées parallèlement aux lignes de force du champ ; leur résistance était mesurée par la méthode du pont. On pouvait obtenir un champ de 450 gauss au moyen d'un solénoïde et un champ de 18000 gauss par un électro-aimant.

M. Goldhammer (1) avait trouvé que, pour le bismuth, la variation de résistance divisée par la résistance dans un champ nul ($\Delta\Phi$) est proportionnelle au carré de l'aimantation. MM. Gray et Jones (2) avaient trouvé que, pour un fil de fer doux, $\Delta\Phi$ est proportionnel à la quatrième puissance de l'aimantation.

M. Barlow a constaté qu'aucun de ces deux résultats n'est valable

(1) *Wied. Ann.*, t. XXXI, p. 360 ; 1887 ; et t. XXXVI, p. 804.

(2) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LXVII, p. 208 ; 1900 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 396.

en général. Pour des champs faibles, on a la relation :

$$\Delta\Phi = aI^2 + bI^4 + cI^6.$$

Une expression exacte de $\Delta\Phi$ en fonction de I rencontre d'ailleurs de sérieuses difficultés en raison des phénomènes d'hystérésis.

Pour des champs intenses, le fer suit sensiblement la relation de Gray et Jones. Pour le nickel, $\Delta\Phi$ reste constant entre 1000 et 11000 gauss. Avec des champs plus intenses, $\Delta\Phi$ éprouve une légère diminution.

**W.-R. BOUSFIELD et T.-M. LOWRY. — Influence of Temperature on the Conductivity of Electrolytic Solutions (Influence de la température sur la conductibilité des solutions électrolytiques). — P. 42-54.**

Pour la plupart des solutions électrolytiques, le coefficient d'ionisation diminue lorsque la température s'élève, et le principal effet d'une augmentation de température est de réduire la quantité de matière active dans la solution (cet effet peut être attribué à la disparition graduelle du « pouvoir ionisant » du dissolvant). Mais, d'un autre côté, la « conductibilité équivalente » pour une dilution infinie augmente toujours. Cela est dû à l'augmentation de la « mobilité » des ions par suite de la diminution de la viscosité de la solution. L'effet de la température sur la « conductibilité équivalente » d'une solution électrolytique est donc déterminé par deux influences opposées, et le coefficient de température sera négatif ou positif suivant que l'une ou l'autre de ces deux influences prédominera.

Il existera donc, en général, pour un « électrolyte composé », une température qui dépend de la nature du dissolvant et du corps dissous, ainsi que de la concentration, et pour laquelle la conductibilité atteindra un maximum et où le coefficient de température sera nul. A partir de cette température, la conductibilité diminue lorsque la température baisse, par suite de l'augmentation de viscosité ; elle diminue également lorsque la température augmente par suite de la diminution de l'ionisation.

Les auteurs cherchent à prouver que ces deux branches de courbes descendantes présentent un point d'inflexion. Il n'y a aucune température nettement définie pour laquelle la viscosité du dissolvant (eau) est infiniment grande ; la courbe de conductibilité, pour des températures très basses, se rapproche asymptotiquement de l'axe

des abscisses et, comme elle est d'abord concave vers cet axe, elle doit présenter un point d'inflexion. — Du côté des températures croissantes, la courbe de conductibilité s'abaisse jusqu'à venir couper l'axe des abscisses à la température critique de la solution. Il doit y avoir également un point d'inflexion.

De ces deux points d'inflexion, le premier devrait avoir été observé fréquemment dans les solutions aqueuses, car ces solutions donnent des valeurs situées de part et d'autre de ce point d'inflexion.

J.-A. EWING et J.-C.-W. HUMFREY. — The Fracture of Metals under repeated Alternations of Stress (Rupture des métaux sous l'influence de forces alternatives répétées). — P. 79-80.

La rupture d'un échantillon de fer est produite par quelques millions de répétitions d'une traction et d'une compression alternatives, la force agissante restant encore au-dessous de la limite d'élasticité. Les auteurs décrivent les variations que l'on observe au microscope dans le fer ainsi déformé depuis le commencement de la déformation jusqu'au début de la rupture.

G.-J. BURCH. — Contributions to a Theory of the capillary Electrometer. — II. On an improved Form of Instrument (Contributions à une théorie de l'électromètre capillaire. — II. Sur une forme d'instrument perfectionnée). — P. 102-106.

Description d'une forme d'électromètre capillaire donnant une sécurité particulière contre la rupture du tube capillaire.

E.-G. COKER et S.-B. CLEMENT. — An experimental Determination of the Variation of the critical Velocity of Water with Temperature (Détermination expérimentale de la variation de la vitesse critique de l'eau avec la température). — P. 152-153.

Les auteurs ont mesuré, pour un grand nombre de températures comprises entre 4° C. et 50° C., les vitesses critiques de l'eau dans les tubes, c'est-à-dire les vitesses pour lesquelles les courants rectilignes se transforment en mouvements tourbillonnaires (*eddies*). Il résulte de leurs recherches que la loi de variation de la vitesse critique avec la température s'accorde très exactement avec la loi de la variation de la viscosité de l'eau. On en conclut que, dans l'intervalle de tempé-

rature étudié, la vitesse critique de l'eau dans de petits tubes varie proportionnellement à la viscosité.

W.-C. ROBERTS-AUSTEN et T.-K. ROSE. — On certain Properties of the Alloys of the Gold-Silver Series (Sur certaines propriétés des alliages d'or et d'argent). — P. 161-164.

Les auteurs ont trouvé pour les points de solidification des alliages d'or et d'argent les nombres suivants :

| Pourcentage de l'or | | Point de solidification |
|---|---|---|
| en poids | en atomes | |
| 100 | 100 | 1064° |
| 80,99 | 70,25 | 1061° |
| 64,60 | 49,97 | 1061° |
| 54,80 | 39,89 | 1046° |
| 43,98 | 30,07 | 1044° |
| 31,71 | 20,28 | 1028° |
| 17,23 | 10,23 | 1001° |

Aucune véritable ségrégation ne pouvait être observée même dans un lingot qui avait été chauffé d'une façon continue pendant deux mois à 700° environ pendant le jour et à 100° environ pendant la nuit.

H. RAMAGE. — Abnormal Changes in some Lines in the Spectrum of Lithium (Changements anormaux dans quelques raies du spectre du lithium). — P. 164-171.

L'auteur a fait une étude détaillée des raies du spectre du lithium, notamment des raies de série subordonnée secondaire que l'on obtient avec l'arc électrique. Il s'est proposé d'éclaircir les différences obtenues dans les mesures faites jusqu'à présent par d'autres observateurs. Il a constaté, comme on l'avait d'ailleurs fait antérieurement, que les raies varient considérablement suivant l'intensité du courant, la quantité de vapeur contenue dans l'arc et la durée d'exposition des plaques photographiques.

Il arrive à cette conclusion que les véritables raies du lithium sont celles que l'on obtient dans le spectre de la flamme oxhydrique.

Les différences observées dans le spectre de l'arc seraient dues à des éclairements dissymétriques et à des caractères différents des raies dans les diverses parties de l'arc. Cette interprétation diffère de celle qu'a donnée M. Hagenbach ([1]) sur le même sujet.

([1]) *Drude's Annalen*, 9e série, p. 729; 1902; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 301; 1903.

**W.-A. TILDEN. — The specific Heats of Metals and the Relation of specific Heat to atomic Weight (Les chaleurs spécifiques des métaux et la relation entre la chaleur spécifique et le poids atomique). — P. 220-221.**

L'auteur a obtenu les valeurs suivantes pour les chaleurs spécifiques des métaux purs entre les limites de température indiquées :

| Température Centigrade | Aluminium | Nickel | Cobalt | Argent | Platine |
|---|---|---|---|---|---|
| — 182° à + 15°.... | 0,1677 | 0,0838 | 0,0822 | 0,0519 | 0,0292 |
| — 78° + 15°.... | 0,1984 | 0,0975 | 0,0939 | 0,0550 | |
| + 15° 100°.... | | 0,1084 | 0,1030 | 0,0558 | 0,0315 |
| 15° 185°.... | 0,2189 | 0,1101 | 0,1047 | 0,0561 | |
| 15° 335°.... | 0,2247 | | | | |
| 15° 350°.... | | 0,1186 | 0,1087 | 0,0576 | |
| 15° 415°.... | | 0,1227 | | | |
| 15° 435°.... | 0,2356 | 0,1240 | 0,1147 | 0,0581 | 0,0338 |
| 15° 550°.... | | 0,1240 | 0,1209 | | |
| 15° 650°.... | | 0,1246 | 0,1234 | | |

En calculant, d'après les résultats, ces chaleurs spécifiques aux températures successives de l'échelle absolue, on s'aperçoit que l'hypothèse d'une chaleur atomique constante au zéro absolu est insoutenable.

L'auteur a également mesuré la chaleur spécifique moyenne d'un échantillon d'acier au nickel (renfermant 36 0/0 de nickel) et des sulfures de nickel et d'argent. Voici les résultats obtenus :

| Intervalle de température | Chaleur spécifique moyenne | | |
|---|---|---|---|
| | Acier au nickel | Sulfure de nickel | Sulfure d'argent |
| — 182° à + 15°...... | 0,0947 | 0,0972 | 0,0368 |
| + 15° + 100°...... | 0,1204 | 0,1248 | 0,0737 |
| 15° 324°...... | | 0,1333 | 0,0903 |
| 15° 360°...... | 0,1245 | | |
| 15° 600°...... | 0,1258 | | |

**J.-E. TAYLOR. — Characteristics of Electric Earth-current Disturbances, and their Origine (Caractéristiques des perturbations du courant électrique terrestre et leur origine). — P. 225-227.**

Lorsqu'on intercale un téléphone dans une ligne télégraphique très longue dont les extrémités sont reliées à la terre, on entend des bruissements qui sont attribués aux courants terrestres. L'auteur les attribue, ainsi que les perturbations qui se produisent d'une façon ana-

logue dans la télégraphie sans fil, à l'ionisation de l'atmosphère par les rayons solaires. Il exprime l'opinion que l'air ionisé absorbe les ondes électriques d'origine quelconque. Pendant la nuit, lorsque l'ionisation se dissipe, la télégraphie sans fil est possible à de plus grandes distances, comme l'a observé Marconi. L'auteur signale que les variations diurnes du champ magnétique terrestre sont probablement influencées par les mêmes causes.

J. LARMOR. — On the electrodynamic and thermal Relations of Energy of Magnetisation (Sur les relations électrodynamiques et thermiques de l'énergie d'aimantation). — P. 229-239.

L'énergie d'un champ électromagnétique dans lequel se trouve un corps susceptible d'aimantation se décompose en trois termes : un premier

$$\frac{1}{8\pi}\int(a\alpha + b\beta + c\gamma)\,d\tau$$

qui provient uniquement de l'induction, et deux autres

$$\frac{1}{2}\int(A\alpha + B\beta + C\gamma)\,d\tau$$

$$2\pi\int(A^2 + B^2 + C^2)\,d\tau$$

provenant de l'aimantation.

Dans ces expressions, $(\alpha, \beta, \gamma)$ représente l'intensité magnétique, $(a, b, c)$ l'induction, $(A, B, C)$ les composantes de l'aimantation suivant trois axes rectangulaires.

L'auteur s'est proposé de rechercher si les termes provenant de l'aimantation sont réalisables au point de vue électrodynamique. Il montre, au moyen d'un cycle particulier, qu'en admettant la loi de Curie — à savoir que la perméabilité pour des corps faiblement magnétiques est en raison inverse de la température absolue — l'énergie d'aimantation peut se déduire de l'énergie calorifique et, par conséquent, peut se calculer en s'appuyant sur les lois de la thermodynamique.

Cette relation n'est valable que dans le cas des cycles réversibles quand il n'y a pas d'hystérésis et quand la perméabilité est faible. Lorsqu'il en est ainsi, le troisième terme de l'énergie est négligeable.

N. LOCKYER. — The Spectrum of γ Cygni (Le spectre de l'étoile γ du Cygne). P. 240-241.

L'auteur a comparé le spectre de γ Cygni avec les spectres d'autres sources célestes et terrestres. Il montre notamment qu'il y a une grande ressemblance entre le spectre de γ Cygni et le spectre de la chromosphère et que la majorité des raies de γ Cygni sont dues à des vapeurs métalliques. Il examine également la relation entre les spectres de γ Cygni et de α Cygni. Il donne une table générale contenant les longueurs d'onde, les intensités et les origines probables des raies de γ Cygni comparées à celles de la chromosphère, de δ Canis majoris et de α Cygni.

E. WILSON. — Some dielectric Properties of solid Glycerine (Quelques propriétés diélectriques de la glycérine solide). — P. 241-243.

Au moyen de la méthode et des appareils décrits dans un mémoire antérieur [1], l'auteur a déterminé la capacité inductive spécifique et la conductibilité de la glycérine solide pour les températures comprises entre + 10 et — 80° C.

Pour deux millions de périodes par seconde, la capacité spécifique de la glycérine est 6,67 à + 10°, 3,97 à — 48°, 3,8 à — 81° (dans le mélange d'anhydride carbonique solide et d'éther).

Pour une durée de contact de 0,00002 seconde après l'application de la force, la conductibilité passe par un minimum lorsque la température varie entre + 13° et — 59°. Un phénomène analogue a été observé jadis dans le verre à la chaux et à la soude (*soda-lime glass*) [1].

N. LOCKYER et W. LOCKYER. — The Relation between solar Prominences and terrestrial Magnetism (Relation entre les protubérances solaires et le magnétisme terrestre). — P. 244-250.

Dans ce mémoire, les auteurs montrent qu'il faut distinguer entre l'influence des taches et celle des protubérances solaires. Les courbes qui représentent la fréquence des taches et des protubé-

(1) *Philos. Trans.*, A, t. CLXXXIX, p. 109 ; 1897 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 629 ; 1897.

rances ne s'accordent que dans la région équatoriale du soleil. Dans les régions polaires, où les taches manquent presque complètement, la courbe des protubérances se compose d'une série de maxima séparés par une longue période de repos. Il résulte des figures jointes au mémoire que ces courbes ressemblent d'une façon remarquable à la courbe qui représente la fréquence des *grands* orages magnétiques terrestres. Il est donc à présumer que ce ne sont pas les taches solaires, mais les protubérances, qui sont en relation avec les perturbations du magnétisme terrestre. Ces perturbations seraient d'autant plus prononcées que les protubérances sont plus rapprochées des pôles.

Les auteurs rappellent les recherches de M. Ellis, qui a montré que les variations diurnes des éléments du magnétisme terrestre sont étroitement liées aux phénomènes qui se produisent dans la région équatoriale du soleil.

H.-M. MACDONALD. — The Bending of electric Waves round a conducting Obstacle (Diffraction des ondes électriques autour d'un obstacle conducteur). — P. 251-258.

Pour traiter mathématiquement le problème proposé, M. Macdonald considère un oscillateur hertzien placé extérieurement à une sphère parfaitement conductrice et tel que son axe passe par le centre de la sphère.

Les équations de Maxwell sont transformées en coordonnées polaires, et l'intégration, pour le vecteur magnétique, conduit à des fonctions de Bessel et des fonctions sphériques. Si F désigne la force électrique en un point P de la surface sphérique, force qui est normale à la surface, et si $F_1$ désigne la force électrique au même point lorsque la sphère n'existe pas, on obtient, en supposant que la longueur d'onde est très petite vis-à-vis du rayon $a$ de la sphère :

$$F = (1 - \cos \chi) F_1,$$

expression dans laquelle $\chi$ désigne l'angle que fait avec le rayon de la sphère aboutissant au point P la droite qui joint l'excitateur à ce point. Cette formule n'est exacte que pour une distance de l'excitateur suffisamment grande par rapport à la longueur d'onde. Il n'existe, dans ce cas, aucune ombre nettement limitée sur la sphère.

Si la sphère n'est pas parfaitement conductrice et si F' désigne la

force électrique normale à la surface au point P, on obtient la relation

$$\frac{F'}{F} = 1 - \frac{1}{2}\varepsilon^2$$

dans laquelle $\varepsilon$ est proportionnel à la résistance spécifique de la matière dont est formée la sphère et en raison inverse de la longueur d'onde. Pour les métaux, la diminution de la force électrique par suite de la conductibilité imparfaite de la sphère est excessivement petite. Pour l'eau de mer, elle est d'environ 1 pour 1000.

Ces conditions sont particulièrement importantes pour l'étude de la propagation des ondes électriques à la surface de la terre. Elles expliquent, entre autres faits, pourquoi la télégraphie sans fil est plus facile à la surface de la mer ou du sol mouillé que sur un sol sec.

W.-J. RUSSELL. — On the Formation of definite Figures by the Deposition of Dust (Sur la formation de figures définies par le dépôt de poussières). — P. 285-288.

Lorsqu'un plateau de verre ou d'autre substance, primitivement chauffé, se refroidit dans une atmosphère artificiellement chargée de poussières, ces dernières se déposent, sous l'influence des courants d'air, sous forme de figures définies et particulièrement simples. L'auteur donne des reproductions qui permettent de voir la relation qui existe entre la forme des figures, la forme des plateaux et un certain nombre d'autres conditions.

W.-C.-D. WHETHAM. — The electrical Conductivity of Solutions at the freezing-point of Water (Conductibilité électrique des solutions au point de solidification de l'eau). — P. 332-338.

Continuation d'un travail antérieur sur le même sujet (1). Les sels étudiés ont été : les chlorures de potassium et de baryum, les sulfates de cuivre et de magnésium et le bichromate de potassium.

(1) *Philos. Trans.*, A, t. CXCIV, p. 321 ; 1900 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 357 ; 1901.

F. KOHLRAUSCH. — The Resistance of the Ions and the mechanical Friction of the Solvent (La résistance des ions et le frottement mécanique du dissolvant). — P. 338-350.

L'objet de ce mémoire est d'étudier, d'après les mesures très soignées de M. Déguisne, l'influence de la température sur les solutions aqueuses infiniment diluées des électrolytes puissants.

M. Déguisne a représenté l'influence de la température sur la conductibilité K par la formule

$$K_t = K_{18}[1 + \alpha(t - 18) + \beta(t - 18)^2].$$

M. Kohlrausch montre que cette formule peut être simplifiée, car le coefficient β peut s'écrire

$$\beta = C(\alpha - A),$$

C et A étant des constantes communes à tous les électrolytes. Il en résulte que les courbes qui représentent la conductibilité en fonction de la température se coupent toutes sensiblement en un même point de l'axe des abscisses, ce point étant compris entre — 35 et — 41° C. En ce point, la conductibilité de tous les électrolytes et aussi la mobilité des ions seraient nulles. C'est une loi trouvée par extrapolation et qui ne doit être regardée que comme un moyen de représenter commodément les phénomènes.

Il résulte des recherches de MM. Bousfield et Lowry [1] que la courbe qui représente la relation avec la température de la conductibilité et du frottement intérieur de l'eau a le même caractère et coupe l'axe des abscisses à — 34° C. Les deux courbes peuvent être regardées comme identiques, surtout pour les ions lents. Pour expliquer cette similitude frappante, l'auteur suppose, comme l'avait déjà exposé M. Ciamician [2], qu'il y a une « hydration » des ions, c'est-à-dire que chaque ion est entouré d'une sorte d'atmosphère du dissolvant qui entretient la continuité du mouvement entre l'ion et le dissolvant. Cette atmosphère a une certaine épaisseur qui dépend de la nature de l'ion et, pour un même ion, peut varier avec la température. L'ion est d'autant plus lent que cette atmosphère est plus épaisse. La mobilité de l'ion dépendra donc du frottement intérieur du liquide. Cette hypothèse permet également d'expliquer que,

(1) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LXXI, p. 42; 1902.
(2) *Zeitsch. f. physikal. Chem.*, t. VI, p. 405; 1890.

pour les ions lents, la conductibilité et le frottement intérieur ont le même coefficient de température.

J.-A. FLEMING. — A Note en a Form of magnetic Detector for Hertzian Waves, adapted for quantitative Work (Note sur une forme de détecteur magnétique d'ondes hertziennes adapté aux recherches quantitatives). — P. 398-401.

Sur un tube de carton d'environ 2 centimètres de diamètre sont placées six bobines comprenant chacune environ 6000 tours de fil de cuivre recouvert de soie. Ces bobines sont réunies en série et forment une bobine secondaire parfaitement isolée, d'environ 6000 ohms de résistance. A l'intérieur du tube sont placés 7 ou 8 petits faisceaux de fil de fer, composés chacun de 8 fils préalablement enduits de paraffine. Chaque faisceau est entouré d'une petite bobine magnétisante formée d'une couche unique de fil de cuivre isolé, puis d'une deuxième bobine démagnétisante également formée d'une couche de fil recouvert de soie et séparée de la première par deux ou trois couches de tissu de gutta-percha. Les bobines magnétisantes sont réunies en série, les bobines démagnétisantes sont réunies en parallèle. Au moyen d'un commutateur rotatif spécial, on lance, pendant une partie de la période de rotation, un courant dans la bobine magnétisante. On interrompt ensuite le courant et, pendant la période suivante de la rotation, les faisceaux de fer conservent leur magnétisme. Si, pendant ce temps, une onde électrique tombe sur la bobine démagnétisante, une force électromotrice est induite dans le circuit secondaire et le courant d'induction ainsi produit est mesuré à l'aide d'un galvanomètre. Un dispositif spécial du commutateur permet de mettre en court-circuit le circuit secondaire pendant la durée de l'aimantation, de telle sorte que, pendant ce temps, il n'y a aucune déviation du galvanomètre.

Cet instrument a donné à l'auteur des résultats très satisfaisants.

O. LODGE. — A new Form of self-restoring Coherer (Nouvelle forme de cohéreur à retour automatique). — P. 402-403.

Une petite roue d'acier à bords tranchants touche constamment, en tournant, une couche d'huile répandue à la surface du mercure contenu dans un godet. La roue est reliée au pôle positif et le mercure au pôle négatif d'une faible source de courant. Aucun courant ne passe par suite de l'isolement produit par la couche d'huile. Mais

la plus petite différence de potentiel suffit pour briser la couche isolante et fermer le circuit. Le courant ne dure d'ailleurs qu'un instant, car une nouvelle couche isolante se produit par suite de la rotation de la roue. Cet appareil peut servir comme cohéreur très sensible.

W. CROOKES. — The Emanations of Radium (Les émanations du radium). P. 405-409.

L'auteur décrit un certain nombre d'expériences effectuées en faisant agir l'azotate de radium sec et l'azotate basique de polonium sur le platinocyanure de baryum, le sulfure de zinc, le diamant, etc., qui deviennent fluorescents.

Il décrit également les phénomènes qui l'ont conduit à la construction du spinthariscope.

C.-T. HEYCOCK et F.-H. NEVILLE. — On the Constitution of the Copper-Tin series of Alloys (Sur la constitution de séries d'alliages de cuivre et d'étain). — P. 409-412.

Le point de solidification d'un alliage est facilement observable à cause du dégagement de chaleur qui se produit par suite de la formation du solide. Si les points de solidification de tous les alliages d'une série sont déterminés, on peut dessiner la courbe du point de solidification. Pour les alliages de cuivre et d'étain, cette courbe se compose de plusieurs branches se coupant en des points anguleux.

Ces courbes enregistrent sans ambiguïté le nombre des solides différents qui peuvent cristalliser d'un alliage liquide, car chaque branche correspond à la cristallisation d'une substance différente. Mais ces courbes n'indiquent pas si les solides formés sont des métaux purs, ou des composés purs, ou des solutions solides cristallines des métaux.

L'examen microscopique des alliages solides refroidis jusqu'à la température ordinaire donne également des résultats intéressants; mais entre ces deux séries d'expériences il existe un grand intervalle de température, dans lequel se déroule toute l'histoire biologique de l'alliage considéré comme un organisme. Les seules expériences que l'on connaisse relativement à cette région intermédiaire sont celles de Roberts-Austen et de Stansfield, qui ont tracé auto-

matiquement l'ensemble du refroidissement des bronzes. Ils ont trouvé, notamment, que le dégagement de chaleur au point de solidification est souvent suivi, à des températures beaucoup plus basses, par d'autres dégagements de chaleur et que beaucoup de ces derniers doivent se produire après la solidification totale de l'alliage. Ces changements thermiques indiquent des changements chimiques ou physiques importants.

L'objet du mémoire actuel est de simplifier le phénomène par un refroidissement systématique des lingots à des températures définies. A cet effet on place un certain nombre de petits lingots du même alliage dans des tubes séparés, dans un même bain, avec un pyromètre enregistreur. La température est portée au-dessus du point de solidification de l'alliage et on laisse refroidir très lentement. On retire les lingots à des températures déterminées et on les solidifie rapidement par immersion dans l'eau. L'examen microscopique de ces lingots montre qu'il est très facile de distinguer les grands cristaux qui se sont formés pendant le refroidissement, précédant la solidification, de la substance qui est encore liquide lorsqu'on retire le lingot du bain.

Les auteurs ont ainsi obtenu, avec une assez grande précision, la température de la solidification complète et, en appliquant la méthode aux alliages contenant différentes proportions d'étain, ils ont obtenu la courbe de solidification complète ou « solidus ».

D'après la théorie de B. Roozeboom, chaque branche oblique du solidus (et il y en a quatre dans le diagramme joint au mémoire) correspond à la cristallisation d'une série différente de solutions solides provenant du liquide, chaque partie verticale à la cristallisation d'un corps pur, et chaque partie horizontale correspond au cas de l'alliage solide, composé de deux substances. L'examen des lingots solidifiés brusquement vérifie entièrement ces données.

Tous les résultats obtenus sont d'accord avec les résultats pyrométriques de Roberts-Austen et Stansfield.

A. FOWLER. — On a new Series of Lines in the Spectrum of Magnesium (Sur une nouvelle série de raies dans le spectre de magnésium). — P. 419-421.

Certaines raies très faibles dans le spectre de l'arc du magnésium paraissent avoir échappé, jusqu'à présent, aux chercheurs. Ces raies apparaissent lorsque l'arc jaillit entre des pôles consistant en

baguettes de magnésium. Elles sont quelque peu nébuleuses, surtout du côté le moins réfrangible, de sorte que leur position ne peut être déterminée avec une grande précision. D'après l'auteur, les longueurs d'onde, dans l'air, seraient 4511,4; 4251,0; 4106,8 et 4018,3.

Les photographies de ces raies indiquent immédiatement qu'elles constituent une série régulière, associée à la série plus intense décrite par Rydberg, ayant comme longueurs d'onde 5528,75; 4703,33 ; 4352,18 ; 4167,81 ; 4058,45 et 3987,08, d'après les mesures de Kayser et Runge.

Rydberg a trouvé que ni sa formule générale, ni celle de Kayser et Runge ne pouvaient s'appliquer avec une précision suffisante à cette série, et il a employé une combinaison des deux formules, c'est-à-dire

$$n = a + \frac{b}{(m+\mu)^2} + \frac{c}{(m+\mu)^4},$$

dans laquelle $n$ représente la fréquence d'oscillation, $m$ les valeurs successives 3, 4, 5, ..., et $a$, $b$, $c$, $\mu$, des constantes qui doivent être déterminées d'après quatre raies appartenant aux séries.

Pour les séries du magnésium, l'équation calculée par Rydberg est :

$$n = 26331{,}44 - \frac{111856{,}92}{(m+0{,}406)^2} + \frac{147764{,}05}{(m+0{,}406)^4},$$

$m$ ayant les valeurs 3, 4, 5, 6, 7, 8, pour les six raies mentionnées plus haut.

Employant la même formule pour la nouvelle série, et calculant les constantes au moyen des quatre raies, l'équation est :

$$n = 26595{,}4 - \frac{102.496{,}6}{(m+0{,}618)^2} + \frac{168.840{,}5}{(m+0{,}618)^4}.$$

On peut également employer la formule :

$$n = n\infty - \frac{C}{(m+\mu)^2 - m_0}.$$

La conclusion est que le spectre d'arc du magnésium comprend deux séries subordonnées de raies simples en plus des deux séries subordonnées de triplets bien connues. Aucune combinaison analogue de séries ne semble avoir été jusqu'à présent remarquée dans le spectre d'un métal.

**W. RAMSAY. — An Attempt to estimate the relative Amounts of Krypton and of Xenon in atmospheric Air (Essai de détermination des quantités relatives de krypton et de xénon dans l'air atmosphérique). — P. 421-427.**

Le résultat des expériences de Ramsay est le suivant :

Il y a, en poids, une partie de krypton dans 7 millions de parties d'air et, en volume, une partie de krypton dans 20 millions de parties d'air.

Pour le xénon, il y a, en poids, une partie dans 40 millions de parties d'air et, en volume, une partie dans 170 millions de parties d'air.

Le poids atomique du krypton est 81,62 ; celui du xénon, 40,81.

**J. DEWAR et H.-O. JONES. — Some physical Properties of Nickel Carbonyl (Quelques propriétés physiques du nickel-carbonyle). — P. 427-439.**

La densité de vapeur du nickel-carbonyle a déjà été déterminée par Mond, Langer et Quincke [1], dans l'air à 50°, par la méthode de V. Meyer. Elle est presque normale. En élevant légèrement la température, Mond observa vers 60° une violente explosion, due à une décomposition exprimée par l'équation :

$$Ni(CO)^4 = Ni + 2CO^2 + 2C,$$

et il abandonna ses recherches.

MM. Dewar et Jones ont reconnu qu'en chauffant le nickel-carbonyle dans un gaz inerte (hydrogène, azote), la vapeur se décompose graduellement avec dépôt de nickel. Ils sont parvenus ainsi à mesurer la densité de vapeur entre 63° et 216° C. Cette densité varie de 83,3 dans l'azote à 63° à 21,3 dans l'oxyde de carbone à 216°, chiffres correspondant respectivement à une dissociation de 0,7 et 99,7 0/0. La dissociation est moins rapide dans l'oxyde de carbone que dans les autres gaz.

Par des expériences sur le nickel-carbonyle liquide chauffé sous pression en tubes scellés, on a reconnu que sa température critique est d'environ 200° C.

Le point d'ébullition est d'environ 43°,2 à 43°,3 à la pression ordinaire. A la température critique, la pression est de 30,4 atmosphères.

Les auteurs ont construit une courbe des tensions de vapeur à différentes températures. La densité critique est d'environ 0,46 et la chaleur de vaporisation de 38,1 calories par gramme.

---

(1) *Journ. Chem. Society*, t. LVII, p. 749 ; 1890.

Les expériences montrent que le nickel-carbonyle est une substance qui se prête très bien à la démonstration des phénomènes de dissociation.

H. A. MIERS. — **An Inquiry into the Variation of Angles observed in Crystals, especially of Potassium-Alum and Ammonium-Alum (Recherche sur les variations d'angles observées dans les cristaux, spécialement ceux d'alun ordinaire et d'alun ammoniacal). — P. 439-441.**

L'auteur a cherché à noter les variations d'angles d'un même cristal en voie de croissance en mesurant ces angles sans déplacer le cristal de la solution où il se forme. Il y arrive en maintenant le cristal par une tige de platine que le cristal entoure en se développant et observant les angles au moyen d'un nouveau goniomètre-télescope.

Examiné de cette façon, un octaèdre d'alun donne de chaque face trois images qui changent continuellement de position pendant la croissance. Ces images se meuvent dans trois directions inclinées de 120° l'une sur l'autre, ce qui montre qu'elles appartiennent à un triakisoctaèdre. Le point où les directions de mouvement coupent le champ du télescope est la position de l'image réfléchie par l'octaèdre vrai. Cet angle, mesuré sur l'alun, est égal à la valeur théorique 70° 31′3/4.

Les images ne se meuvent pas d'une façon continue, mais par sauts. Le chlorate de sodium, les sulfates de magnésium et de zinc et d'autres sels présentent le même phénomène. Les faces d'un cristal ne sont généralement pas des faces à indice simple. Dans chaque cas, le liquide en contact avec le cristal en voie de croissance est légèrement sursaturé.

G.-W. WALKER. — **On the Dependence of the refractive Index of Gases on Temperature (Sur la dépendance de l'indice de réfraction des gaz et de la température). — P. 441-442.**

L'auteur a étudié l'air, l'hydrogène, l'anhydride carbonique, l'ammoniaque et l'anhydride sulfureux entre + 10° et + 100° C. La méthode employée est la méthode classique de Jamin. Des précautions minutieuses furent prises pour obtenir une grande certitude et s'assurer notamment qu'il n'y avait pas de variation dans la composition du gaz expérimenté pendant les changements de température et de pression auxquels il était soumis.

Les nombres suivants donnent les résultats obtenus. Les chiffres supérieurs indiquent la valeur absolue de l'indice de réfraction pour la raie D à 760 millimètres et 0° C. ; les chiffres inférieurs indiquent les coefficients de température des mêmes indices. Cés derniers sont notablement plus petits que ceux qui ont été donnés par M. Mascart :

| Air | Hydrogène | Anhydride carbonique | Ammoniaque | Anhydride sulfureux |
|---|---|---|---|---|
| 1,0002928 | 1,0001407 | 1,0004510 | 1,0003793 | 1,0006758 |
| ± 3 | ± 15 | ± 5 | ± 5 | ± 4 |
| 0,00360 | 0,00350 | 0,00380 | 0,00390 | 0,00416 |
| ± 3 | ± 3 | ± 3 | ± 3 | ± 2 |

N. LOCKYER et W. LOCKYER. — Solar Prominence and Spot Circulation (Protubérances solaires et circulation des taches). — P. 446-452.

Les conclusions auxquelles sont arrivés les auteurs peuvent se résumer ainsi :

1° Les centres d'action de l'activité protubérantielle subissent une variation régulière visible ;

2° La direction du mouvement de ces centres va des basses latitudes aux plus élevées, à l'inverse de celle des taches qui voyagent des hautes latitudes vers les plus basses ;

3° Aux époques de protubérances minima (qui concordent avec les minima des taches), ces centres d'action sont restreints à une zone (de latitude ± 44° environ) dans chaque hémisphère, tandis que ceux des taches occupent deux zones dans chaque hémisphère ;

4° Presque à toute époque, ces centres sont visibles dans deux zones, tandis que les centres des taches n'occupent qu'une zone dans chaque hémisphère ;

5° Les maxima subsidiaires indiqués par les courbes qui représentent la fréquence de pourcentage de l'activité protubérantielle pour chaque hémisphère entier sont dus à la présence de deux centres bien développés d'activité protubérantielle dans chaque hémisphère.

J.-D. EVERETT. — On skew Refraction through a Lens ; and on the hollow Pencil given by an Annulus of a very obliquely placed Lens (Sur la réfraction oblique à travers une lentille et sur le faisceau creux de lumière donné par un anneau d'une lentille placée très obliquement). — P. 509-523.

Étude mathématique d'un problème d'optique.

René Paillot.

---

**THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE;**

4e série, t. XVII; janvier-juin 1904.

C. BASKERVILLE et G.-F. KUNZ. — Effects on Rare Earth Oxides produced by Radium-Barium Compounds and on the Production of Permanently Luminous Preparations by Mixing the Latter with Powdered Minerals (Action des composés de baryum radifère sur les oxydes des terres rares; production d'une luminosité persistante en mélangeant ces composés avec certains minéraux pulvérisés). — P. 79-81.

Du $BaCl^2$ radifère d'activité 240, mélangé aux oxydes des métaux Zn, Th, Zr, Ti, Ce, La, Y, Yb, Er, Pr, Nd, Gd, Sa, U, ne leur communique aucune luminosité [1].

Au contraire, les poudres de chlorophane, willémite, kunzite [2] (qui contient du Zn), ZnO, ZnS, deviennent lumineuses. L'auteur se demande si ces composés de Zn ne contiendraient pas un nouvel élément, qui agirait comme renforçateur du rayonnement du radium.

C. BARUS. — Numbers of Nuclei produced by Shaking Different Liquids and Allied Results (Nombres de noyaux de condensation obtenus en agitant différents liquides et résultats en corrélation). — P. 81-84.

Comme dans ses recherches précédentes [3], l'auteur combine la méthode de C.-T.-R. Wilson et J.-J. Thomson [4] avec la méthode optique.

Le poids de liquide condensé par centimètre cube dans la détente adiabatique est calculé d'après : 1° la température la plus basse atteinte pendant la détente ; 2° l'élévation de température qui suit la condensation; tandis que le diamètre des particules liquides est obtenu en mesurant au goniomètre le diamètre apparent des couronnes de diffraction.

En agitant de la même façon au contact de l'air : 1° de l'eau pure ; 2° des solutions aqueuses à $\frac{1}{100}$ de divers composés organiques;

---

(1) Cf. *Amer. Journ. of Sc.*, t. XVI, p. 465; 1903; — analysé *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 334.

(2) Variété de spodumène récemment découverte, de couleur lilas.

(3) *Amer. Journ. of Sc.*, t. XV et XVI; — analysé *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 327 et suiv.

(4) Voir notamment J.-J. THOMSON, *Cond. of Elect. thr. Gases*, p. 121 et suiv.; 1903.

3° des solutions aqueuses à $\frac{1}{100}$ de divers sels minéraux; 4° et 5° des solutions benzéniques à $\frac{1}{100}$ de naphtalène et de paraffine, les nombres de noyaux de condensation calculés par centimètre cube ont été trouvés respectivement égaux à :

130, 630, 1260, 3500, 5000.

La méthode de condensation s'applique bien d'ailleurs quand de l'air chargé de vapeur de benzène est ionisé par un des procédés connus, par exemple en faisant passer le courant d'air sur du soufre en combustion. Les couronnes sont normales et faciles à observer, et même les colorations axiales peuvent être suivies jusqu'à un ordre plus élevé que dans les expériences avec la vapeur d'eau.

C. BARUS. — Direct Micrometric Measurement of Fog Particles (Mesure micrométrique directe des dimensions des particules de brouillard). — P. 160-170.

Un microscope à micromètre oculaire, et placé verticalement, a son objectif dans la chambre de condensation. Une lamelle de verre, préalablement couverte d'une couche mince d'huile presque solide, est exposée pendant un temps déterminé (15ˢ ou 30ˢ) à la chute des gouttelettes d'eau, puis amenée sous l'objectif; c'est de l'extérieur qu'on met la lamelle en mouvement : elle reste toujours dans le même plan.

On peut compter le nombre $n'$ de gouttelettes déposées sur une surface $c$ de la lamelle pendant le temps $t$. Si l'on connaît par les données relatives à la détente la masse $m$ d'eau précipitée par centimètre cube, on trouve facilement le nombre $n$ de gouttelettes par centimètre cube :

$$n = \frac{kn'^3}{c^3t^3m^2},$$

$k$ étant un coefficient numérique ; on arrive à ce résultat en éliminant la vitesse de chute $v$ par la formule de Stokes, d'après laquelle $v$ est proportionnel au carré du diamètre des gouttelettes, c'est-à-dire à $\left(\frac{m}{n}\right)^{\frac{2}{3}}$.

Malgré des causes d'erreur assez importantes, telles que les courants d'air parallèles à la lamelle produits par le mouvement de celle-ci, l'ordre de grandeur des valeurs de $n$ concorde bien avec

celui des valeurs calculées d'après les couronnes, en employant divers modes d'ionisation.

La méthode permet de mesurer les dimensions des gouttelettes. Le résultat important est leur non-uniformité : la plupart ont le diamètre maximum (10 $\mu$ par exemple dans un cas), mais quelques-unes sont plus petites (jusqu'à 3 et 2 $\mu$).

L'auteur en donne l'explication suivante : la plupart des noyaux auraient des dimensions telles qu'une raréfaction très faible suffise à déterminer la condensation qui, pour ceux-là, se produit pendant toute la durée de la détente ; les gouttelettes formées ont donc des dimensions identiques : ce sont elles, les plus nombreuses, qui fixent le caractère des couronnes persistantes ; mais quelques noyaux sont trop petits pour que la condensation commence dès le début de la détente ; pour ceux-là les gouttelettes sont plus petites et inégales.

D'une façon générale, la plus ou moins grande uniformité de dimensions des gouttelettes est en relation avec la plus ou moins grande netteté des couronnes. L'auteur se propose d'étudier, à ce point de vue spécial, les différents modes d'ionisation (phosphore, rayons X) ; il est évident que ni la mesure de la vitesse de chute (méthode de J.-J. Thomson), ni l'observation seule des couronnes (méthode de C. Barus) ne peut renseigner sur ce sujet; toutes les deux ne donnent que le diamètre moyen des gouttelettes. Les valeurs moyennes déduites de la méthode micrométrique concordent d'ailleurs bien avec celles obtenues déjà par ces deux méthodes.

**H.-A. BUMSTEAD et L.-P. WHEELER. — Properties of a Radio-active Gas found in the Soil and Water near New Haven [Propriétés d'un gaz radioactif trouvé dans le sol et dans l'eau près de New Haven (Conn.)].**

Depuis la découverte d'un gaz radioactif dans les eaux de source de Cambridge, trouvé par E.-P. Adams (1) identique à l'émanation du radium, les recherches des auteurs sur le gaz trouvé par eux dans l'eau de New Haven (États-Unis) (2) les ont conduits aux mêmes conclusions. Ils ont comparé directement le gaz extrait de l'eau par ébullition avec l'émanation du radium. Comme l'eau de pluie ne

(1) *Phil. Mag.*, 6e série, t. VI, p. 563 ; nov. 1903 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 391.

(2) *Amer. Journ. of Sc.*, 4e série, t. XVI, p. 328 ; — et *J. de Phys*, 4e série, t. III, p. 333.

contient pas de gaz radioactifs, c'est dans le sol même que l'eau dissout le gaz radioactif en question ; en effet le gaz extrait directement du sol s'est montré 4 à 5 fois plus actif que celui extrait de l'eau (1).

L'émanation du radium était obtenue en faisant passer de l'air bulle à bulle à travers une solution de $BaBr^2$ radifère (activité 1000), préparé par de Haen.

Les gaz à comparer sont enfermés dans un électroscope bien hermétique : le gaz extrait du sol, le gaz extrait de l'eau se sont comportés de façon absolument identique.

Les auteurs ont aussi employé un électromètre à quadrants très sensible pour mesurer le courant de saturation entre les deux armatures d'un condensateur.

La chute exponentielle d'activité $I = I_0 e^{-\alpha t}$ s'effectue avec des valeurs identiques du décrément $\alpha$ pour l'émanation du radium. Les valeurs de $\alpha$ sont (le temps $t$ évalué en heures) :

| | |
|---|---|
| Eman. du Ra, P. Curie.................... | 0,00724 |
| — Rutherford et Soddy........... | 0,00778 |
| — Bumstead et Wheeler.......... | 0,00744 |
| Gaz extrait du sol, Bumstead et Wheeler....... | 0,00741 |

Les auteurs ont aussi comparé la diffusion des deux gaz à travers une paroi poreuse; elle est la même, et la comparaison de la vitesse de diffusion avec celle de $CO^2$ à travers la même plaque poreuse donne pour l'émanation du Ra une densité 4,1 fois plus grande que celle de $CO^2$.

L'expérience de R.-J. Strutt (2), qui a extrait un gaz radioactif du mercure métallique, n'est pas confirmée.

C. BARUS et A.-E. WATSON. — On the Denucleating Effect of Rotation in case of Air Stored over Water (Disparition des noyaux de condensation de l'air ionisé produite par la rotation du récipient contenant de l'eau à sa partie inférieure).

Les nombres de noyaux de condensation de l'air primitivement privé de poussière, puis ionisé par exemple à l'aide des rayons de Röntgen, sont déterminés par la méthode des couronnes.

---

(1) Elster et Geitel (*Phys. Zeitsch.*, 1er juillet 1903), ont aussi trouvé que le gaz extrait du sol en diverses régions de l'Allemagne est identique à l'émanation du radium.

(2) *Phil. Mag.*, 6e série, t. VI, p. 113; 1903; — et *J. de Phys.*, ce volume, p. 384.

L'air ionisé est placé dans un cylindre de verre auquel on imprime une rotation rapide autour de son axe : quand la vitesse est assez grande (8 tours par seconde) pour que l'eau centrifugée adhère à la paroi de verre en une lame polie, la décroissance des nombres de gouttelettes obtenues par détente est normale, identique à celle qui se produit en l'absence totale de rotation. C'est seulement pour des vitesses plus faibles (3 à 6 tours par seconde), qui mettent l'eau en violente agitation, que se produit la disparition totale et rapide des noyaux. La condition à réaliser est donc de faire barboter l'air à travers l'eau. Ce résultat semble tout à fait en contradiction avec celui de J.-J. Thomson, Himstedt et autres, d'après lesquels l'air s'ionise en le faisant passer bulle à bulle à travers de l'eau.

H. BÉNARD.

---

## JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE (GENÈVE);

T. I; 1903-1904.

**P. DUTOIT et A. FATH. — Etude sur la polymérisation et sur le pouvoir dissociant des oximes (1re partie). — P. 358.**

La polymérisation des oximes ne peut être étudiée par les méthodes de la courbe des tensions de vapeurs réduites et de la chaleur latente de vaporisation, par suite de l'altération de ces substances bien avant le point critique.

La méthode des ascensions capillaires est applicable, à condition de maintenir les conditions expérimentales d'examen de l'ascension capillaire dans le vide un temps suffisant pour atteindre l'équilibre. Les résultats indiquent nettement la polymérisation, mais sans permettre d'en calculer le degré, à cause de l'incertitude sur certains coefficients admis par Ramsay et Shields pour les liquides normaux. Par exemple, le coefficient de température $\gamma\,(Mv)^{\frac{2}{3}}$, qui est pris généralement égal à 2,12, doit être 2,40 (Friderich) pour les anilines, qui se rapprochent beaucoup des oximes par leur température d'ébullition, leur viscosité et leur teneur en azote.

L'étude cryoscopique dans le benzène, qui a un pouvoir dissociant faible, donne les mêmes résultats. La densité de vapeur de

l'une d'eux, l'acétonine, indique encore une légère polymérisation à l'état de vapeur.

Les oximes occupent, au point de vue du facteur de polymérisation, une place intermédiaire entre l'eau, les alcools et les acides, qui semblent plus polymérisés, et les autres dissolvants (cétones, aldéhydes, etc.), qui le sont moins. Bons dissolvants des sels, ils donnent des solutions conductrices de l'électricité.

W. SPRING. — Sur la diminution de densité qu'éprouvent certains corps à la suite d'une forte compression et sur la raison probable de ce phénomène. — P. 593.

La plupart des métaux purs augmentent de volume quand ils ont été soumis à de fortes pressions (10000 atm.).

Ne pourrait-on expliquer cela en admettant que le solide subit au moment de la compression des modifications qui le rapprochent de l'état liquide? Dans ce cas, rien d'extraordinaire que les métaux qui augmentent de volume en fondant présentent une augmentation de volume à la suite de cette pseudo-fusion ; mais alors les métaux qui diminuent de volume doivent présenter dans les mêmes conditions une augmentation de densité. M. Spring a vérifié qu'il en était ainsi pour le bismuth.

Si on prépare des couples à l'aide d'une électrode de fil *flué* (obtenu par coulage à froid sous pression à travers un trou) et d'un autre fil recuit, l'électrode fluée est anode pour la plupart des métaux (étain, plomb, cadmium, argent); mais c'est encore l'inverse qui se présente pour le bismuth.

Cette transformation moléculaire semble de même nature que celle que subit la surface des métaux dans le polissage. Deux tiges d'étain, décapées à l'acide chlorhydrique et plongées dans une solution de $SnCl^2$, ne donnent aucun courant; il suffit de sécher l'une d'elles et de la polir avec une agate pour la rendre anode par rapport à l'autre.

Certains métaux se présenteraient très rarement sous un état parfaitement homogène; ceux qui ont la faculté de fluer seraient composés sans doute de particules solides, mais celles-ci se trouveraient comme prises dans un réseau de matière ayant les qualités d'un liquide.

A. JOUNIAUX. — Sur la loi du déplacement de l'équilibre par des variations de pression. — P. 609.

Études de l'équilibre en vase clos du système des quatre corps, halogène, métal, hydracide et hydrogène. Il employa des tubes remplis d'hydrogène sec à la température ordinaire et sous des pressions variables, puis fermés, après y avoir introduit le corps dont il voulait étudier la réduction. Ce tube était porté à une température élevée pendant un temps suffisamment long pour que l'équilibre soit atteint, puis refroidi, et on analysait les gaz. La composition du mélange final est exprimée par la valeur $\alpha$, rapport du volume d'hydracide obtenu au volume total du mélange gazeux.

Conformément à la loi de M. Le Chatelier, $\alpha$ est, à température constante, d'autant plus grand que la pression initiale du gaz hydrogène est plus faible.

L'application à ce système des principes de la thermodynamique [1] conduit à la condition d'équilibre suivante :

$$\text{Log}\frac{(2-\alpha)(1-\alpha)}{\alpha^2} = \frac{m}{T} + (n+1)\log T + p + \log 2 + \log\frac{\pi}{\Theta},$$

où $m$, $n$ et $p$ sont des constantes, T la température à laquelle le tube a été porté, $\Pi$ et $\Theta$ la pression et la température initiales.

Les valeurs de $\alpha$ calculées ainsi et déterminées expérimentalement s'accordent bien pour le chlorure et le bromure d'argent ; pour d'autres halogènes, iodure d'argent, chlorure et bromure de plomb, iodure de plomb, ou bien il n'y a pas réduction, ou bien $\alpha$ est trop faible pour être déterminé avec précision.

P. DUTOIT. — Conductibilité, dissociation et propriétés des électrolytes dans les dissolvants autres que l'eau. — P. 616.

Résumé des faits connus sur cette question puisés dans 150 mémoires indiqués dans une bibliographie complète à la fin de l'article. Discussion des théories admises ou des contradictions qui se présentent.

Les substances ont été classées arbitrairement d'après leur pouvoir dissociant ou ionisant pour les sels binaires, comparé à celui

---

(1) DUHEM, *Thermodynamique et Chimie*, 16e leçon.

de l'eau pour les mêmes sels. L'indication de leur constante diélectrique permet de vérifier la loi de Nernst et Thomson, les liquides non dissociants ayant tous une constante diélectrique faible. L'hypothèse de Brühl, d'après laquelle la présence de l'oxygène et d'éléments changeant facilement de valence augmenterait le pouvoir dissociant, n'est pas toujours vérifiée.

La conductibilité électrique dans ces solutions ne peut pas être mesurée avec la même précision que dans l'eau, et dans beaucoup de cas les formules d'Ostwald et de Van't Hoff données pour l'eau ne sont pas vérifiées.

L'égalité des nombres de transport en solution diluée, admise pour les solutions aqueuses par Kohlrausch, existe toujours. Cattaneo donne pour le nombre de transport du chlore (de HCl) les nombres 0,224 dans l'eau, 0,236 dans l'alcool méthylique, 0,237 dans la glycérine. La grande viscosité de la glycérine n'a donc aucune influence.

La recherche des poids moléculaires dans ces dissolvants donne lieu à bien des anomalies, qu'il faut expliquer par des polymérisations ou des combinaisons avec le dissolvant.

Les réactions chimiques ne présentent pas toujours la même allure que dans l'eau. La nécessité de la formation d'ions libres dans les réactions n'est pas absolue. G. Roy.

---

F. RICHARZ et R. SCHENCK. — Weitere Versuche über die durch Ozon und durch Radium hervorgerufen en Lichterscheinungen (Expériences nouvelles sur les phénomènes lumineux dus à l'ozone et au radium). — Mémoire présenté à l'Académie des Sciences de Berlin, séance du 3 mars 1904 (voir les *Sitzungsberichte*, p. 490).

Les auteurs, il y a quelque temps, ont fait part à l'Académie de l'observation que la sidoblende (sulfure de zinc) devient luminescente dans un courant d'ozone. Dans cette communication ils résument quelques autres cas de luminescence dus à l'ozone. Alors que le phosphore blanc, comme on sait, devient incandescent même dans l'air atmosphérique, le phosphore rouge ne présente une luminescence qu'au sein de l'ozone, la luminescence étant de faible intensité dans le cas du phosphore rouge ordinaire, tandis que celle du phosphore retiré d'une solution de tribromure de phosphore est fort intense. Quant à ce qui regarde l'effet désozonisateur

de la sidoblende et du phosphore rouge, un courant d'ozone qui, ayant été abandonné à lui-même, n'était pas capable d'agir sur un jet de vapeur, a exercé un effet très intense après être venu au contact de l'une ou l'autre de ces substances. Parmi les autres substances qui présentent une faible incandescence au sein de l'ozone, il convient de mentionner l'acide arsénique vitreux, alors qu'une goutte d'huile de térébenthine présente une luminescence très forte. Les expérimentateurs observent même qu'un doigt de la main aussi bien que la laine, le papier, le lin, le coton, exposés à un courant d'oxygène fortement ozonisé et s'échappant dans l'air, présentent une luminescence qui est due probablement à l'adhérence de l'ozone. En ce qui concerne la question de savoir si la luminescence est due à l'oxydation des substances produite par l'ozone ou bien aux ions d'oxygène libérés par la désagrégation de l'ozone, les auteurs ont l'intention de faire des recherches spectroscopiques dans cette direction. A. GRADENWITZ.

C. RUNGE et J. PRECHT. — Ueber die magnetische Zerlegung der Radiumlinien (Sur la décomposition magnétique des lignes de radium). — Mémoire présenté à l'Académie des Sciences de Berlin, séance du 18 février 1904 (voir les *Sitzungsberichte*, p. 417-428).

Les auteurs, en étudiant les lignes les plus intenses données par le spectre d'étincelle du radium, démontrent que les champs magnétiques produisent la même décomposition que celle qu'on observe dans le cas des métaux Mg, Ca, Sr, Ba. Cette décomposition est identique, non pas seulement qualitativement (c'est-à-dire par rapport au nombre de composantes et à leurs intensités relatives), mais même au point de vue quantitatif, les distances étant mesurées en fonction des nombres de périodes. Si l'on cherche une relation entre les nombres de périodes correspondant aux lignes homologues et le poids atomique de l'élément, on trouve une formule simple dans le cas de la seconde série secondaire, alors qu'on ne trouve de relation semblable s'appliquant à *toutes les séries* (la série principale et les deux séries secondaires), qu'en considérant, en fonction des poids atomiques, non pas les nombres de périodes eux-mêmes, mais les différences de nombres de périodes correspondant à une paire de lignes ; en effet la formule empirique

$$y = c \cdot x^n,$$

où $y$ est le poids atomique, $x$ la différence des nombres de vibrations et $c$ et $n$ certaines constantes, paraît très bien représenter les résultats des expériences, qui d'autre part font voir que le radium appartient au groupe des terres alcalines.

A. GRADENWITZ.

F. KOHLRAUSCH et F. HENNING. — Ueber das Leitvermögen der Lösungen von Radiumbromid (Conductivité des solutions aqueuses de bromure de radium). — Mémoire présenté à la Société allemande de Physique, séance du 4 mars 1904 (voir les *Verhandlungen*, p. 144-147).

Les auteurs ont étudié la conductivité des solutions aqueuses de bromure de radium. On pouvait supposer que les sels de radium, à l'état d'électrolyte, présenteraient des phénomènes particuliers, soit en raison du poids atomique élevé de cet élément, soit par suite de son influence ionisatrice. Or les expériences des auteurs font voir que les solutions de bromure de radium d'une concentration variant entre 1/12000 et 1/20 normal ont une allure parfaitement analogue à celle des autres sels. En effet la courbe représentative ne fait voir l'existence ni d'une hydrolyse, ni d'une altération temporaire dans la présence du platine nu, et les modifications observées avec des électrodes platinées sont très peu considérables. La même analogie se constate dans le cas du coefficient de température, que les auteurs trouvent égal à — 0,024 à la température de 18° pour l'ion de radium au sein de l'eau. La conductivité équivalente des solutions à cette même température augmente de 100 à 124 dans l'intervalle de concentration précité.

A. GRADENWITZ.

---

ERRATUM.

Page 330. — Ligne 6, supprimer : plus.
Ligne 8, lire : Le désaccord s'explique, d'après l'auteur, par...

---

## NOUVELLES ÉTUDES SUR LES THERMOMÈTRES A GAZ;

Par M. P. CHAPPUIS.

Dans une étude expérimentale exécutée au Bureau international des Poids et Mesures [1], et faisant partie du programme des travaux fondamentaux de cet institut, j'ai déterminé les différences de marche qui existent entre le thermomètre à mercure en verre dur et les thermomètres à azote, à acide carbonique et à hydrogène sous volume constant.

L'échelle thermométrique du verre dur était représentée dans ces recherches par deux groupes de quatre thermomètres en verre dur, construits par M. Tonnelot à Paris, très soigneusement étudiés au Bureau international, et dont les indications, toutes réductions faites, concordaient à quelques millièmes de degré. Ces thermomètres ont été comparés successivement avec les thermomètres sous volume constant à azote, à acide carbonique et à hydrogène, chacun de ces gaz étant introduit dans le réservoir sous une pression initiale, à zéro, très voisine de 1 mètre de mercure.

Les comparaisons faites à un grand nombre de températures comprises entre — 25° et 100° ont montré qu'il existe entre les échelles thermométriques fournies par différents gaz, même ceux qui se rapprochent le plus de l'état parfait, des différences systématiques assez faibles, il est vrai, mais dont il importe de tenir compte dans les mesures précises.

Comme conclusion de ces premières recherches, le Comité international des Poids et Mesures, désireux de donner une base fixe à la thermométrie pour le service international, a choisi comme échelle normale des températures celle du thermomètre à hydrogène sous volume constant qui, d'après tous les travaux effectués, paraît se rapprocher le plus de l'échelle absolue de la thermodynamique.

Le travail que je viens de rappeler ne pouvait fournir que les données relatives au thermomètre à gaz *sous volume constant*. Il m'a paru utile de le compléter en déterminant les échelles thermomé-

(1) *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. VI; 1890. Gauthier-Villars.

triques des mêmes gaz relatives à la dilatation *sous pression constante.* C'est le but des *nouvelles études* (¹) exécutées au Bureau international, de 1888 à 1890, et dont je vais donner un court résumé.

Le gaz pur et sec est introduit dans un réservoir cylindrique de platine iridié ou de verre dur, d'environ 1 litre de capacité, dont la dilatation et le coefficient de pression ont été soigneusement déterminés. Ce réservoir est relié par un tube capillaire au manomètre déjà employé dans mes premières mesures et, par un embranchement spécial, à une série de réservoirs auxiliaires, constitués par trois ampoules de verre soudées sur un même tube de petit diamètre et placées dans un manchon rempli d'eau. Les ampoules communiquent par leur partie inférieure avec un vase que l'on peut élever ou abaisser de manière à faire varier le volume du gaz de quantités exactement connues. Un jeu de robinets permet d'évacuer le mercure renfermé dans les ampoules et de procéder au jaugeage de celles-ci; les capacités avaient été choisies de manière à ce qu'elles correspondissent à la dilatation du gaz sous pression constante de 0° à 20°, à 40° et à 100°. La température de ces réservoirs auxiliaires était mesurée à l'aide de trois thermomètres étalons à mercure qui plongeaient dans le bain d'eau entourant les ampoules.

Le manomètre à mercure, sur lequel les pressions sont relevées à l'aide d'un bon cathétomètre, est formé par deux tubes larges (²), parallèles, fixés à leur extrémité inférieure dans un bloc d'acier, et reliés entre eux par des canaux percés dans celui-ci. L'un d'eux, qui forme celle des branches du manomètre qui est en communication avec le réservoir thermométrique, est fermé à sa partie supérieure par une pièce cylindrique d'acier à base plane, portant en son milieu une petite pointe, au contact de laquelle on ramène toujours le mercure. L'espace, très petit, compris entre le mercure et la face inférieure de la pièce d'acier, communique avec le réservoir thermométrique par un tube fin de platine, qui traverse cette pièce et vient s'ouvrir à une petite distance de la pointe. L'autre branche, ouverte par le haut, sert de cuvette à un baromètre dont la chambre est située dans la même verticale que la branche fermée. A l'intérieur de cette chambre, on a soudé une pointe en verre noir, dont l'extrémité coïncide avec l'axe, et dans le voisinage immédiat de

(¹) *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. XIII; 1903.

(²) Le diamètre intérieur des tubes manométriques est de 25 millimètres.

laquelle on peut également ramener toujours le niveau du mercure en déplaçant du haut en bas tout le tube barométrique.

La mesure des deux niveaux se fait au moyen des microscopes à micromètre du cathétomètre, en pointant d'abord le très petit intervalle compris entre chacune des pointes et son image dans la surface mercurielle correspondante, et reportant ensuite ces lectures sur une règle divisée, suspendue parallèlement au tube et à la même distance du cathétomètre.

Cette disposition permet d'observer directement la pression totale du gaz renfermé dans le réservoir, sans faire intervenir dans la mesure la pression barométrique, dont les variations sont une des principales causes d'erreurs des procédés ordinaires.

Les appareils que l'on vient de décrire permettent d'effectuer successivement avec le même gaz la mesure des températures 20°, 40° et 100° par le thermomètre à volume constant et par celui à pression constante.

Prenant le thermomètre à mercure comme terme commun de comparaison, on peut déduire de la différence observée à une même température la divergence entre les échelles thermométriques du même gaz à cette température. En rapportant les températures à *l'échelle normale*, on peut également déterminer les coefficients moyens $\alpha$ et $\beta$ du gaz entre les limites des expériences.

On peut enfin, à l'aide des réservoirs auxiliaires, modifier le volume initial du gaz sans changer sa température et étudier ainsi sa compressibilité dans les limites assez étroites, mais exactement connues, imposées par la capacité des ampoules.

Voici les résultats obtenus pour les différents gaz soumis aux expériences :

HYDROGÈNE.

*Comparaison des échelles thermométriques.*

| Température | Volume constant. — Verre dur | | Pression constante. Verre dur |
|---|---|---|---|
| | | Déterminations antérieures | |
| 20° | — 0°,085 | — 0°,085 | — 0°,082 |
| 40 | — 0 ,102 | — 0 ,107 | — 0 ,106 |

La comparaison de ces valeurs montre qu'il n'y a pas de différence de marche sensible entre les thermomètres à hydrogène sous volume et sous pression constants à 20° et 40°.

*Coefficients.* — La pression initiale du gaz étant $1^m,000460$, on a trouvé les coefficients :

$$\beta_{(0.100)} = 0,003\,662\,96, \qquad \alpha_{0.100} = 0,003\,660\,04.$$

*Compressibilité.* — En opérant sur la même masse de gaz maintenu à la température de 0°, j'ai obtenu par mètre de mercure :

$$d\left(\frac{pv}{dp}\right)_0 = +\,0,000\,762$$

et à 100° :

$$d\left(\frac{pv}{dp}\right)_{100} = +\,0,000\,797.$$

On voit que la compressibilité de l'hydrogène diminue encore faiblement entre 0° et 100° :

AZOTE.

*Pression initiale du thermomètre à azote :* $P_0 = 1^m,001\,855$.

| Température normale T | Volume constant — T | Volume constant — T : Déterminations antérieures | Pression constante — T |
|---|---|---|---|
| 20° | + 0°,005 | + 0°,010 | + 0°,021 |
| 40 | + 0 ,008 | + 0 ,011 | + 0 ,020 |

La divergence entre le thermomètre à azote sous pression constante et l'échelle normale est environ deux fois plus forte que celle du thermomètre à azote sous volume constant.

*Coefficients.* — Avec la pression initiale indiquée ci-dessus, j'ai obtenu les coefficients suivants :

$$\beta = \frac{1}{H_0}\frac{\Delta P}{\Delta T}, \qquad \alpha = \frac{1}{V_0}\frac{\Delta V}{\Delta T}.$$

$$\beta_{(0,20)} = 0,003\,675\,4 \qquad \alpha_{(0,20)} = 0,003\,677\,0$$
$$\beta_{(0,40)} = 0,003\,675\,2 \qquad \alpha_{(0,40)} = 0,003\,674\,97$$
$$\beta_{(0,100)} = 0,003\,674\,42 \qquad \alpha_{(0,100)} = 0,003\,673\,15.$$

Avec une pression initiale $P_0 = 1^m,386\,78$, j'ai trouvé

$$\alpha_{(0,100)} = 0,003\,677\,75.$$

*Compressibilité.* — Les expériences faites sur l'azote à 0° et à 100° ont donné, par mètre de mercure :

$$\left[\frac{d(pv)}{dp}\right]_0 = -\,0,000\,571$$
$$\left[\frac{d(pv)}{dp}\right]_{100} = +\,0,000\,347.$$

Ces valeurs montrent que si, à la température 0°, l'azote est plus compressible qu'un gaz parfait, il se trouve à 100° dans le cas de l'hydrogène à la température ordinaire.

*Acide carbonique.* — Les différences de marche des thermomètres à acide carbonique, obtenues à 20° et à 40° pour trois pressions initiales différentes, sont résumées dans le tableau suivant :

*Différence de marche.*

| Pression initiale | Thermomètre à volume constant | | Thermomètre à pression constante | |
|---|---|---|---|---|
| | à 20° | à 40° | à 20° | à 40° |
| 518mm | — 0°,002 | — 0°,010 | + 0°,029 | + 0°,028 |
| 998 | + 0 ,039 | + 0 ,039 | + 0 ,102 | + 0 ,133 |
| 1377 | | | + 0 ,142 | + 0 ,214 |

Les résultats montrent que la différence de marche devient insensible pour les pressions faibles. Sous la pression initiale de 1 mètre, elle atteint des valeurs six fois plus fortes pour l'azote pris dans les mêmes conditions de pression.

*Coefficients.* — Les résultats des mesures sont résumés ci-après avec les pressions initiales auxquelles ils se rapportent :

| Pression initiale | Coefficient moyen de dilatation | |
|---|---|---|
| | Sous volume constant | Sous pression constante |
| 1376mm,938 | | $\alpha_{(0,100)} = 0,003\,770\,33$ |
| » | | $\alpha_{(0,40)} = 0,003\,790\,64$ |
| » | | $\alpha_{(0,20)} = 0,003\,797\,15$ |
| 998mm,480 | $\beta_{(0,100)} = 0,003\,726\,24$ | $\alpha_{(0,100)} = 0,003\,740\,97$ |
| » | $\beta_{(0,40)} = 0,003\,729\,9$ | $\alpha_{(0,40)} = 0,003\,753\,59$ |
| » | $\beta_{(0,20)} = 0,003\,733\,5$ | $\alpha_{(0,20)} = 0,003\,760\,25$ |
| 517mm,951 | $\beta_{(0,100)} = 0,003\,698\,14$ | $\alpha_{(0,100)} = 0.003\,707\,33$ |
| » | $\beta_{(0,40)} = 0,003\,697\,2$ | $\alpha_{(0,40)} = 0,003\,709\,95$ |
| » | $\beta_{(0,20)} = 0,003\,698\,5$ | $\alpha_{(0,20)} = 0,003\,712\,75$ |

*Compressibilité de l'acide carbonique.* — Dans les limites de mes expériences, la relation entre le volume $V_0$ et la pression P d'une même masse d'acide carbonique à la température T peut être représentée par une expression de la forme :

$$V_T = a + bP^{-1}.$$

Les constantes $a$ et $b$ correspondant aux températures T sont indiquées dans le tableau suivant :

| Température T | Volume $V_T$ | Constantes a | Constantes b |
|---|---|---|---|
| — 17°,5 | 0,934 067 | — 0,010 747 | 0,944 814 |
| 0 | 1,000 000 | — 0,009 060 | 1,009 060 |
| + 20 | 1,075 182 | — 0,007 640 | 1,082 822 |
| + 40 | 1,150 184 | — 0,006 821 | 1,157 005 |
| + 100 | 1,374 097 | — 0,004 528 | 1,378 625 |

On peut conclure de la comparaison de ces constantes que l'acide carbonique ne suit la loi de Mariotte qu'à des températures très élevées.

Je crois utile de remarquer, en terminant, que les résultats obtenus sur l'acide carbonique présentent quelques irrégularités dont je n'ai pu reconnaître la cause, mais auxquelles la condensation superficielle pourrait bien avoir contribué. Des trois gaz étudiés, c'est l'azote qui s'est le mieux comporté et dont les résultats me paraissent offrir la meilleure garantie.

---

## NOUVEL ÉTALON A ACÉTYLÈNE;

Par M. Ch. FÉRY.

L'expérience montre que l'acétylène brûle dans de bonnes conditions à l'extrémité d'un tube de verre capillaire.

Il est tout à fait nécessaire que le tube employé soit mauvais conducteur de la chaleur : la stéatite, le verre conviennent parfaitement; au contraire, un tube métallique donne de mauvais résultats, car l'extrémité du tube, restant froide, s'engorge rapidement par les produits liquides provenant de la polymérisation, ou résultant de la combustion même du carbure, et qui s'y condensent.

Pour une même hauteur de flamme, l'intensité lumineuse croît moins vite que le diamètre du tube, elle passe même par un maximum pour un certain diamètre ; voici les résultats obtenus avec quelques tubes servant à la fabrication des thermomètres :

| Diamètre en millimètres | Intensité lumineuse pour une flamme de 24 millimètres de hauteur |
|---|---|
| 0mm,45 | 9bougies,45 |
| 0 ,58 | 12 ,35 |
| 0 ,63 | 12 ,20 |
| 0 ,65 | 12 ,10 |

D'autre part, la flamme cylindrique obtenue dans ces conditions présente un maximum d'éclat sensiblement placé au 1/3 de sa hauteur et qui conserve cette position relative, même lorsqu'on produit des variations de hauteur assez grandes, ainsi qu'on peut s'en rendre compte sur les photographies ci-jointes (*fig.* 1), obtenues par l'emploi d'une plaque orthochromatique et d'une cuve ne laissant passer que les radiations lumineuses.

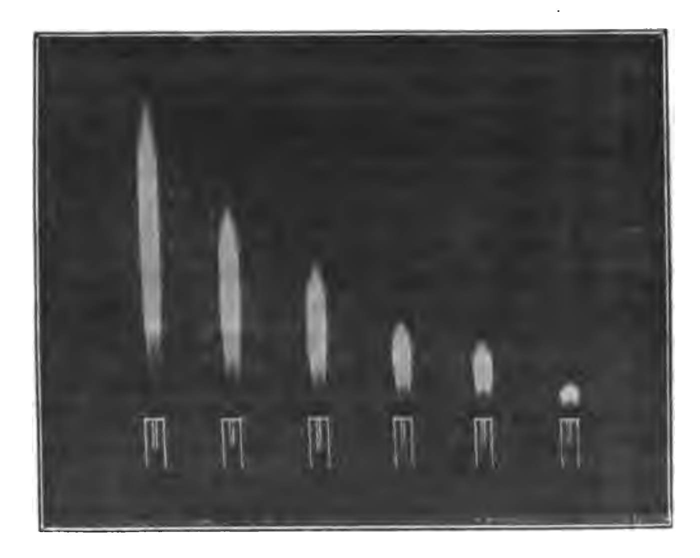


Fig. 1.

Cette précaution a pour but d'éviter la venue, sur le cliché, des régions bleues et peu visibles qui entourent la zone éclairante de la flamme.

En prenant comme unité l'éclat maximum, placé, comme je viens de le dire, au 1/3 de la hauteur de la flamme, voici quelles seraient les valeurs de l'éclat aux divers points d'une flamme de 22 millimètres de hauteur :

| Distance à l'extrémité du bec | Eclat |
|---|---|
| 0 | 0 |
| 2 millimètres | 0,210 |
| 4 | 0,721 |
| 6 | 1,000 |
| 8 | 0,925 |
| 10 | 0,772 |
| 12 | 0,629 |
| 14 | 0,486 |
| 16 | 0,352 |
| 18 | 0,252 |
| 20 | 0,201 |

Il résulte de l'examen des photographies qui précèdent qu'une variation donnée sur la hauteur de la flamme n'entraîne qu'une variation du tiers comme déplacement du maximum d'éclat.

Si donc nous limitons la flamme, à la hauteur de son maximum d'éclat, par un diaphragme en forme de fente découpée dans une plaque métallique, nous obtiendrons un brûleur dont l'intensité lumineuse derrière le diaphragme sera très peu affectée par les variations de hauteur de la flamme. Cette disposition, utilisée d'ailleurs déjà avec avantage en photométrie, est connue en Angleterre sous le nom d'écran de Methwen.

Elle offre cependant un inconvénient : la distance entre la flamme et son écran régulateur ne pouvant pas être rendue nulle, l'éclairement produit par cet étalon sur une surface plane n'est pas uniforme, et le point recevant le maximum d'éclairement *se déplace avec la hauteur de la flamme.*

Il faut donc, avec ce dispositif, prendre des précautions relativement à la bonne orientation de l'appareil, et repérer avec soin la hauteur de la flamme.

Pour m'affranchir de ces précautions, qui rendent l'emploi de l'écran de Methwen quelque peu délicat, j'ai songé à diaphragmer non la flamme, mais son image donnée par une lentille portée par le plateau P (*fig.* 2); l'image se fait alors exactement sur un disque percé d'une ouverture rectangulaire et supporté au fond du tube T. Ce disque reçoit aussi l'image de l'extrémité du tube *t* par lequel brûle le gaz, et permet de mesurer facilement la hauteur du jet.

Pour terminer cette description, je dirai encore qu'une lentille est fixée derrière et contre l'écran porté par le tube T. Cette lentille a pour foyer la distance TP séparant la première lentille de l'écran;

cette disposition optique a pour but d'éviter la pénombre qui entourerait le cône de rayons se croisant sur le diaphragme. En réalité, la seconde lentille donne l'image de la première à l'infini, et l'axe du cône de rayon bien limité qu'on obtient ainsi est la droite qui passe par les centres optiques des deux verres.




Fig. 2.

Dans les modèles nouveaux, la flamme est entourée d'un tube en laiton assez large qui, en même temps qu'il évite les courants d'air, protège l'œil de l'opérateur contre l'action directe des rayons venant de la flamme.

Ainsi réalisé, l'appareil est très peu sensible aux variations de hauteur de la flamme, et par conséquent aux variations de pression du gaz ; voici les intensités en fonction de la hauteur de la flamme, en prenant comme unité l'intensité de l'étalon pour sa hauteur normale 25 millimètres :

| Hauteur de la flamme (dont l'image est diaphragmée par un rectangle de 8 millimètres de hauteur) | Intensité |
|---|---|
| 20 millimètres | 0,970 |
| 22 | 0,995 |
| 24 | 1,000 |
| 26 | 1,000 |
| 28 | 1,000 |
| 30 | 0,980 |

Alimenté par une bombe d'acétylène dissous, ou par un petit gazomètre spécial de 20 litres, l'étalon fournira donc des résultats très constants, si on a soin de maintenir la hauteur de la flamme entre 22 et 28 millimètres. Le maximum, qui a lieu par une flamme de 26 millimètres, correspond évidemment au moment où le maximum d'éclat de l'image de la flamme tombe sur le diaphragme. La consommation d'acétylène étant de 7 litres à l'heure, l'étalon peut fonctionner 3 heures avec le gazomètre dont je viens de parler. L'intensité est de $0^{carcel},25$; mais, en réalité, et étant donné la petitesse de la source lumineuse, on peut approcher l'étalon du photomètre à $0^{m},50$ et obtenir ainsi le carcel, tout en satisfaisant aux conditions photométriques (inverse du carré de la distance), qui ne sont vraies que lorsque les dimensions de la source sont très petites par rapport à la distance qui la sépare du photomètre.

---

## RAPPORT SUR LA NÉCESSITÉ D'ÉTABLIR UN NOUVEAU SYSTÈME DE LONGUEURS D'ONDE ÉTALONS, PRÉSENTÉ AU NOM DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE;

Par MM. A. PÉROT et CH. FABRY.

La Société française de Physique, comme suite à la communication de la National Academy, a nommé une Commission chargée d'étudier la question de l'établissement d'une échelle de longueurs d'onde. C'est sur l'invitation de cette Commission que nous avons préparé le présent rapport pour le Congrès international d'Électricité de l'Exposition de Saint-Louis.

Nous avons, dans les lignes suivantes, cherché à exposer le plus clairement possible la nécessité de l'établissement d'une échelle de

longueurs d'onde, à montrer que le spectre solaire devait être abandonné comme étalon et à définir l'unité absolue.

La mesure des longueurs d'onde, outre qu'elle est nécessaire aux chimistes pour caractériser les corps par leur spectre d'émission, offre des moyens uniques d'investigation, aux physiciens en particulier pour l'étude de l'émission lumineuse et de la constitution des radiations, aux astronomes pour la mesure des vitesses radiales des astres et la recherche des phénomènes qui se passent à la surface de notre Soleil; mais, pour que ces études aient une base certaine, il faut que les longueurs d'onde soient mesurées avec toute la précision voulue, et il est intéressant au point de vue international d'adopter une unité définie qui, une fois choisie, ne devra plus varier.

Dans les recherches spectroscopiques, on est amené généralement à faire des mesures relatives, c'est-à-dire à comparer la longueur d'onde de la radiation étudiée à celle d'une radiation connue; s'il est possible avec certaines méthodes, telle la méthode interférentielle, de comparer directement sans aucun intermédiaire les longueurs d'onde de deux radiations quelconques, la méthode employée d'une manière courante, qu'elle repose soit sur l'emploi de prismes, soit sur celui de réseaux, ne permet que la détermination du rapport des longueurs d'onde de raies relativement voisines. Il résulte de là que la détermination d'une seule longueur d'onde serait insuffisante pour les applications, et qu'il faut, si l'on veut faire œuvre utile, mettre entre les mains des spectroscopistes les valeurs d'une série de longueurs d'onde convenablement choisies, déterminées par des méthodes instituées spécialement à cet effet avec toute la précision requise. Il en est de même dans d'autres travaux, tels par exemple que le nivellement du sol : loin de rapporter l'altitude d'une station quelconque directement au niveau de la mer, on relie usuellement l'altitude de cette station à celle d'une autre station déjà connue qui sert de base auxiliaire. On voit donc que, s'il est indispensable de déterminer les sources étalons de manière que les radiations émises puissent toujours être produites identiques à elles-mêmes, il est nécessaire également de fixer les valeurs d'onde d'un nombre suffisant de points de repère convenablement choisis.

L'établissement d'un exact système de longueurs d'onde est d'une importance capitale, puisque toute erreur sur ces longueurs d'onde fondamentales se reportera dans toutes les mesures spectroscopiques. Il serait désirable que les erreurs contenues dans le système

fondamental fussent inférieures ou au plus égales aux erreurs accidentelles qui peuvent résulter des mesures par comparaison. Or, il est à peu près certain qu'il n'en est pas actuellement ainsi : les mesures par comparaison peuvent être faites, avec les puissants appareils dispersifs dont on dispose actuellement, avec une précision qui dépasse le millionième ; telle serait la précision des mesures si les valeurs des longueurs d'onde des raies de comparaison avaient la même précision : or celle de l'échelle adoptée est beaucoup moindre ; aussi M. Kayser pouvait-il récemment émettre l'opinion qu'une grande partie des désaccords entre les mesures faites par divers observateurs sur une même raie provenait de l'emploi de valeurs incorrectes pour les longueurs d'onde des raies de comparaison (1).

Depuis les admirables travaux de Rowland, c'est-à-dire depuis environ quinze ans, tous les travaux de spectroscopie ont été faits en prenant comme point de départ les nombres donnés par ce savant. On pouvait cependant déjà prévoir une difficulté dans l'application de ce système de longueurs d'onde : les mesures de Rowland ont été faites sur le spectre solaire, il faudrait donc, pour opérer d'une manière correcte, prendre le spectre solaire comme spectre de comparaison : c'est ce que, peut-être, aucun observateur n'a fait ; on s'est servi de spectres de métaux, en admettant que les longueurs d'onde sont les mêmes que dans le spectre solaire ; or l'exactitude de ce postulat est de plus en plus improbable. Il est vrai que certaines raies métalliques, produites par l'arc électrique, ont été spécialement mesurées par Rowland ; mais ces mesures ne méritent pas la même confiance que celles des raies du spectre solaire ; Rowland était convaincu de l'identité absolue des longueurs d'onde dans le spectre solaire et dans celui de l'arc électrique, et, lorsque des écarts se manifestaient entre les deux espèces de spectres, il les attribuait à un déplacement de la plaque photographique ou à un défaut de réglage des faisceaux, et il cherchait par des corrections convenables à faire disparaître les écarts dans les résultats (2). En employant les nombres de Rowland

---

(1) H. Kayser, *Astrophysical Journal*, t. XIX, p. 158 ; 1904 (With a correct system of standards we could now determine the wavelengths of all the sharp lines — and 99 per cent. of all the lines can be got sharp — with an accuracy of it few thousandths of an Angstrom unit. I am sure that the much larger differences found by different observers are caused very often by the use of different, relative incorrect, standards.)

(2) Rowland, *Physical Papers*, p. 564 (In every plate having a solar and metallic spectrum upon it, there is often — indeed always — a slight displacement. This is due either to some slight displacement of the apparatus in changing from

pour des raies de métaux dans l'arc électrique, on emploie donc ou bien des nombres obtenus en mesurant autre chose que ce que l'on emploie, ou bien des nombres un peu incertains; il faudrait se résoudre, si l'on voulait profiter le mieux possible des travaux de Rowland, à employer uniquement le spectre solaire comme spectre de comparaison.

Mais les valeurs données par Rowland pour les longueurs d'onde du spectre solaire sont-elles du moins parfaitement correctes ? L'auteur pensait qu'elles étaient exactes au millionième environ. La meilleure vérification consistait à reprendre les mesures d'un certain nombre de raies du spectre solaire lui-même, par une méthode aussi différente que possible de celle de Rowland, et autant que possible plus directe. C'est ce que nous avons fait (1) en comparant directement, par une méthode interférentielle, un certain nombre de raies du spectre solaire avec une même raie du cadmium. Nos mesures ont porté sur la partie du spectre comprise entre les longueurs d'onde 464 et 647.

La comparaison de nos résultats avec ceux de Rowland conduit aux résultats suivants :

1° Il n'existe pas, dans les tables de Rowland, d'erreurs accidentelles atteignant le millionième; il est même probable qu'au point de vue des erreurs accidentelles, les nombres de Rowland sont au moins aussi précis que les nôtres. Si l'on prend dans les tables de Rowland deux radiations très voisines, les rapports des nombres donnés pour les longueurs d'onde sont toujours parfaitement exacts ;

2° Il existe dans les mêmes tables des erreurs systématiques notables (atteignant presque le cent-millième) ; ces erreurs varient d'une façon régulière en fonction de la longueur d'onde. Si donc on prend dans la table de Rowland les longueurs d'onde de deux radia-

---

one spectrum to the other, or to the fact that the solar and the electric light pass through the slit and fall on the grating differently. In all cases an attempt was made to eliminate it by exposing on the solar spectrum, both before and after the arc, but there still remained a displacement of 1/100 to 2/100 division of Angstrom, which determined and corrected for by measuring the difference between the metallic and coinciding solar lines, selecting a great number of them, if possible.)

Voir aussi : Jewell, *Astrophysical Journal*, t. III, p. 89 ; 1896.

(1) Ch. Fabry et A. Perot, *Mesures de longueurs d'onde en valeur absolue ; spectre solaire et spectre du fer* (*Annales de Chimie et de Physique*, janvier 1902 ; et *Astrophysical Journal*, t. XV, p. 73 et 261 ; 1902).

tions situées d'une manière quelconque, le rapport des deux nombres peut être erroné presque de 1 cent-millième, c'est-à-dire d'une quantité dix fois plus grande que les erreurs que l'on peut commettre dans les mesures de comparaison.

L'exactitude de nos résultats a donné lieu, au début, à quelques contestations; elle semble aujourd'hui généralement admise [1]. On ne voit d'ailleurs pas comment des erreurs systématiques, fonctions de la longueur d'onde, auraient pu s'introduire dans nos mesures.

Il y aurait donc lieu de reprendre les mesures de Rowland. Les erreurs n'étant que systématiques, et régulièrement variables avec la longueur d'onde, on pourrait se proposer de construire une table de correction, analogue à celle que nous avons donnée, mais plus étendue, de manière à profiter complètement du travail de Rowland; mais il ne faudra pas, dans ce cas, perdre de vue que les nombres de Rowland ne s'appliquent qu'au spectre solaire, et, si l'on veut avoir les longueurs d'onde de raies métalliques, il faudra les comparer directement et sans idée préconçue aux raies solaires. On peut se demander s'il ne serait pas plus sûr, et presque aussi simple, de reprendre complètement le travail de la détermination des étalons. Nous allons donc envisager les diverses solutions possibles, en supposant le travail repris par la base.

*Choix des radiations.* — La première question à résoudre paraît être celle-ci : Convient-il, pour définir l'échelle des longueurs d'onde, d'adopter des radiations empruntées au spectre solaire, ou des radiations d'origine artificielle ?

C'est la première de ces solutions que l'on a adoptée au début de la spectroscopie (Angstrom), et que Rowland a conservée. Il est certain que l'emploi du spectre solaire a l'avantage de dispenser l'obser-

---

(1) Voir à ce sujet : Louis Bell, *On the discrepancy between grating and interference measurements* (*Astrophysical Journal*, t. XV, p. 157 ; 1902) ;

A. Pérot et Ch. Fabry, *A reply to the recent article by Louis Bell* (*Astrophysical Journal*, t. XVI, p. 36 ; 1902) ;

Louis Bell, *The Pérot-Fabry corrections of Rowland's wave-lengths* (*Astrophysical Journal*, t. XVIII, p. 191 ; 1903) ;

A. Fabry et Ch. Pérot, *On the corrections to Rowland's wave-lengths* (*Astrophysical Journal*, t. XIX, p. 119 ; 1904) ;

Eberhard, *Systematic errors in the wave-lengths of the lines of the Rowland's solar spectrum* (*Astrophysical Journal*, t. XVII, p. 141 ; 1903) ;

Hartmann, *A revision of Rowland's system of wave-lengths* (*Astrophysical Journal*, t. XVIII, p. 167 ; 1903) ;

Kayser, *On standards of wave-lenghts* (*Astrophysical Journal*, t. XIX, p. 157 ; 1904).

vateur de tout soin à donner aux sources de lumière, et que le nombre immense des raies de son spectre offre dans certains cas des avantages ; ce grand nombre de raies était à peu près nécessaire pour l'emploi de la méthode des coïncidences de Rowland. Mais l'emploi de ce spectre offre des inconvénients qui contre-balancent, et bien au delà, ces avantages : en dehors des altérations régulières de longueur d'onde, produites par la rotation du Soleil et par les mouvements relatifs réguliers de la Terre ou du Soleil, altérations dont on tient facilement compte, la chromosphère solaire est le siège de mouvements violents; d'autres causes mal connues peuvent agir, et l'on a des exemples de changements, momentanés il est vrai, mais extrêmement importants, de ce spectre (1). Si les nouvelles théories solaires de M. Julius (2) se confirmaient, de petites variations de longueurs d'onde de raies solaires n'auraient plus rien de surprenant. En outre, comme nous l'avons déjà fait remarquer, le spectre solaire n'est jamais employé comme spectre de comparaison, pas plus par les astronomes que par les physiciens; on se sert toujours de radiations artificielles, qui ne peuvent être que des étalons secondaires si le spectre solaire est pris comme spectre fondamental. L'emploi de raies sombres pour la définition d'une longueur d'onde est peut-être moins simple et moins avantageux que l'emploi de raies brillantes. Enfin la mesure de la longueur d'onde d'une raie sombre par les méthodes interférentielles qui seront sans doute employées dorénavant pour les mesures fondamentales est beaucoup moins facile et un peu moins précise que la mesure d'une raie brillante.

Si l'on se décide à abandonner le spectre solaire pour l'établissement de l'échelle fondamentale des longueurs d'onde, on est forcément amené à prendre des sources de lumière artificielles donnant des raies brillantes (gaz rendu lumineux par des procédés convenables).

Les radiations choisies doivent satisfaire aux deux conditions fondamentales suivantes :

---

(1) Thollon, *Annales de l'Observatoire de Nice;* — Hale, *Astrophysical Journal*, t. XVI, p. 220; 1902.

(2) W.-H. Julius, *Solar phenomena, considered in connection with anomalous dispersion of light* (*Astrophysical Journal*, t. XII, p. 185; 1900); *Reculiarities and changes of Fraunhofer lines interpected as consequences of anomalous dispersion of sunlight in the corona* (*Astrophysical Journal*, t. XVIII, p. 50; 1903); *Les théories solaires et la dispersion anomale.* (*Revue générale des Sciences*, t. XV, p. 480; 1904).

1° Il faut se mettre à l'abri de toute variation possible de la longueur d'onde, et pour cela définir exactement toutes les circonstances qui définissent l'état du gaz et la manière dont il est rendu lumineux. Cela exige certainement quelques précautions, et sur certains points de nouvelles études sont désirables ; mais on peut affirmer dès maintenant qu'il est possible d'avoir une constance absolue de certaines longueurs d'onde. En tout cas l'emploi de sources artificielles présente sur l'emploi de la lumière solaire cet avantage immense que l'on peut expérimenter sur elles, tandis que, sur la lumière solaire, on ne peut qu'observer ;

2° Il faut que les raies brillantes employées comme étalons soient suffisamment fines, de manière à définir une longueur d'onde bien déterminée. Il faudra éviter de se servir de raies accompagnées de satellites, à moins qu'ils ne soient très faibles, de telle sorte que la longueur moyenne ne diffère pas de celle de la composante principale, ou qu'ils ne soient suffisamment écartés pour que l'on puisse employer l'une des composantes bien déterminée.

On peut dès à présent affirmer que les spectres de certains métaux dans l'arc électrique donneront un grand nombre de raies satisfaisant à toutes les conditions requises.

Les étalons primaires ainsi choisis pourraient ne pas être extrêmement nombreux ; quelques dizaines dans le spectre visible et ultraviolet suffiraient probablement ; il serait facile de leur rapporter par interpolation toutes les autres raies que l'on jugerait commode d'employer comme étalons secondaires. Quant au spectre solaire, son étude rentrerait dans le domaine de l'astronomie physique, comme un moyen extrêmement puissant pour l'étude des phénomènes solaires.

*De l'unité.* — Quant à la question de détermination de la longueur d'onde de ces radiations étalons, elle semble *a priori* pouvoir être faite suivant une unité de longueur arbitraire ; on pourrait songer à prendre par exemple la longueur d'onde de la raie rouge du cadmium égale à l'unité ; le nombre caractérisant une longueur d'onde serait alors le rapport de cette longueur d'onde à la longueur d'onde du cadmium ; mais il semble bien préférable d'adopter une unité rattachée directement au système métrique, les comparaisons des longueurs d'onde entre elles comportant, semble-t-il, des erreurs du même ordre que celles qui ont pu être commises dans la mesure de la longueur d'onde de la raie rouge du cadmium faite par MM. Michel-

son et Benoit ; ces dernières erreurs, si elles existent, n'apparaîtraient pas ; la mesure en valeur absolue d'une seule longueur d'onde suffit d'ailleurs, puisque l'on peut sans difficulté, par la méthode interférentielle, comparer la longueur d'onde d'une radiation quelconque à celle de la radiation choisie comme étalon primaire. C'est du reste ce que nous avons fait dans tous nos travaux sur ce sujet, et une longue pratique nous a montré que l'emploi des raies du cadmium ne présente pas de difficultés, et définit une longueur d'onde avec une précision qu'il sera bien facile de dépasser. Nous avons déjà donné les longueurs d'onde d'un certain nombre de raies du fer comparées de cette manière à la raie fondamentale du cadmium ([1]). Tout récemment M. Kayser a préconisé la même solution, et a annoncé que des mesures de ce genre étaient en cours dans son laboratoire ([2]).

M. Hartmann a proposé récemment ([3]) de choisir une unité de longueur telle que les nombres de Rowland soient le moins possible altérés ; en d'autres termes, les rapports entre les nombres de Rowland n'étant pas exacts, on ne peut dire qu'ils soient rapportés à une unité définie quelconque, mais on peut chercher une sorte d'unité moyenne, telle que ces nombres soient altérés le moins possible ; M. Hartmann a calculé une table de correction, simple transformation numérique de la nôtre, qui est basée sur cette condition. Il est évident que si, comme nous le proposons, on se décidait à reconstruire de toutes pièces une nouvelle échelle de longueurs d'onde, cette solution n'aurait aucune raison d'être. D'ailleurs, pour que l'énorme travail de Rowland ne soit pas perdu (on sait que la *preliminary table* contient environ 20000 raies), il suffirait de comparer par interpolation quelques raies solaires avec les étalons fondamentaux, et de construire une table de corrections plus étendue et peut-être plus exacte que celle que nous avons donnée.

*Influence de l'air.* — Les longueurs d'onde doivent être définies par leurs valeurs dans l'air. Les valeurs absolues étant très notablement affectées par les variations de température et de pression, il convient, comme l'ont fait MM. Michelson et Benoit, de définir soigneusement ces conditions pour les mesures absolues ; mais les rapports des

([1]) *Ann. de Ch. et de Ph.*, janvier 1902 ; et *Astrophysical Journal*, t. XV, p. 73 et 261 ; 1902.
([2]) *Astrophysical Journal*, t. XIX, p. 157 ; 1904.
([3]) *Astrophysical Journal*, t. XVIII, p. 167 ; 1903.

longueurs d'onde sont très peu affectés par les variations atmosphériques, à cause de la faible dispersion de l'air. Cependant, dans des conditions extrêmes de température et de pression, et pour les extrémités du spectre, les variations des rapports des longueurs d'onde peuvent porter sur les millionièmes. Il y a donc lieu, dans la définition de l'échelle des longueurs d'onde, de dire à quelle température et à quelle pression elle a été établie ; mais une définition assez grossière de ces conditions suffit. Dans les mesures par interpolation, il n'y a jamais à tenir compte des conditions atmosphériques.

*Conclusions.* — La solution qui s'impose donc consiste à adopter comme étalon fondamental une raie du cadmium sous certaines conditions de température et de pression, produite dans des conditions rigoureusement déterminées, connue en valeur absolue, grâce aux mesures de MM. Michelson et Benoit.

Les conclusions du présent rapport sont donc :

1° Il y a lieu d'établir une échelle nouvelle de longueurs d'onde étalons ;

2° Ces longueurs d'onde seront celles de radiations dues à des sources artificielles, parfaitement définies, et susceptibles d'être reproduites toujours les mêmes ;

3° Elles seront mesurées par des expériences spéciales faites par différents expérimentateurs relativement à la radiation rouge du cadmium, produite par le passage d'un courant alternatif ou d'une décharge de bobine dans un tube de Michelson à électrodes d'aluminium dont le tube capillaire a 1 centimètre de longueur et 2 millimètres de diamètre ;

4° Provisoirement, et jusqu'après de nouvelles expériences, la longueur d'onde de la raie rouge du cadmium ainsi définie sera considérée comme égale à 643,84722, dans l'air à 15° sous la pression de 760 millimètres de mercure ;

5° Parallèlement à ce travail, on déterminera une courbe de corrections relatives aux mesures de Rowland.

---

**ANNALEN DER PHYSIK;**

T. XIII, n° 5; 1904.

G. MIE. — Der elektrische Strom in ionisierter Luft in einem ebenen Kondensator (Courant électrique dans l'air ionisé entre les armatures d'un condensateur plan). — P. 857-889.

En négligeant l'effet de la surface des électrodes, la diffusion des ions, en supposant insignifiants les mouvements tourbillonnaires du gaz et l'ionisation par les collisions, l'auteur obtient une équation différentielle qui représente le courant. Cette équation n'est pas intégrable dans le cas général. L'intégration se ramène à des quadratures quand on admet que la vitesse communiquée par le champ aux deux espèces d'ions est la même. Sinon on ne peut obtenir que des solutions approchées.

M. Lamotte.

A. EICHENWALD. — Ueber die magnetische Wirkungen bewegter Körper im elektrostatischen Felde (Actions magnétiques des corps en mouvement dans un champ électrostatique). — P. 919-944.

Les expériences effectuées en faisant tourner un anneau d'ébonite entre deux armatures métalliques ont établi que l'action magnétique est proportionnelle à la différence de potentiel maintenue entre les deux armatures, c'est-à-dire à la densité superficielle de la charge fictive, proportionnelle aussi à la vitesse de rotation (limites des expériences : 1220 — 12200 volts et 70 — 140 tours par seconde).

L'ordre de grandeur des déviations est celui que prévoit la théorie.

Les expériences effectuées d'une manière analogue avec les courants de déplacement ont conduit à des résultats identiques.

M. Lamotte.

K. SIMONS. — Die Dämpfung elektrischer Schwingungen durch eine Funkenstrecke (Amortissement des oscillations électriques provoqué par l'étincelle). — P. 1044-1054.

L'exploseur est intercalé dans le circuit d'oscillation et ses deux pôles sont reliés au même pôle de la bobine d'induction par l'intermédiaire de bobines-étouffoirs. De cette manière, aucune décharge

ne se produit à l'exploseur, sauf quand les oscillations traversent le circuit. L'exploseur peut d'autre part être remplacé par une résistance en graphite ou en charbon de lampe. En mesurant l'amortissement des oscillations pour diverses valeurs de la résistance de substitution, on peut trouver par interpolation la valeur qui donnerait le même amortissement, équivalente par conséquent à l'étincelle.

La résistance de l'étincelle est naturellement très variable et dépend tant de sa longueur que de l'intensité du courant. Pour des étincelles de quelques millimètres et au-dessous, elle est de l'ordre de l'ohm.

M. Lamotte.

F. KOHLRAUSCH et L. HOLBORN. — Ueber ein Tragbares Torsionsmagnetometer (Magnétomètre de torsion transportable). — P. 1054-1059.

Comme dans l'instrument fixe décrit précédemment, l'équipage astatique se compose de deux aiguilles séparées par une distance verticale de 126 centimètres. C'est l'aiguille supérieure qui sert aux mesures. Un plateau de bois placé à la hauteur de cette aiguille supporte une règle de bois de 220 centimètres, qu'on peut facilement placer dans deux positions rectangulaires. Cette règle sert de support à une glissière sur laquelle est installé le barreau déviant.

Il est nécessaire à la correction des mesures que les perturbations soient les mêmes dans les régions où se trouvent les deux aiguilles et que la suspension soit stable.

M. Lamotte.

E. WARBURG. — Ueber spontane Desozonisierung Berichtigung (Désozonisation spontanée : rectification). — P. 1080.

L'auteur corrige une faute de calcul qui s'était glissée dans son mémoire sur le sujet indiqué.

M. Lamotte.

J. BERNSTEIN. — Bemerkung zu dem Aufsatz von L. Hermann : Ueber elektrische Wellen in Systemen von hoher Kapazität und Selbstinduktion. (Remarque sur le mémoire de L. Hermann : Ondes électriques dans les systèmes de capacité et de self-induction élevées) (1). — P. 1073-1075.

Bernstein a établi, par des expériences effectuées de 1866 à 1871,

(1) Voir ce vol., p. 365.

que l'excitation nerveuse se transmettait sous forme d'ondes électriques : il a étudié également la formation et la propagation des courants électrotoniques dans les nerfs ; enfin l'enregistrement photographique des mouvements de l'électromètre capillaire a été déjà d'un fréquent usage parmi les physiologistes.

M. LAMOTTE.

A. PFLÜGER. — Die Anwendung der Thermosäule im Ultraviolett und Energievertheilung in den Funkenspektren der Metalle (Emploi de la pile thermoélectrique dans l'ultra-violet, et distribution de l'énergie dans les spectres des métaux). — P. 890-918.

L'auteur a précédemment donné (1) une indication des résultats de l'application de la pile thermoélectrique à la mesure de l'énergie des radiations ultra-violettes, dont l'action thermique a été découverte par Snow (2). Il précise aujourd'hui les conditions d'emploi de la méthode, qui a l'avantage de donner facilement et rapidement des résultats très nets dans des cas où la photographie exige de très longues poses (au-dessous de 260 $\mu\mu$ notamment). L'emploi de l'étincelle supprime les rayons diffus qu'il faut soigneusement éliminer quand on se sert de l'arc, beaucoup plus riche en radiations peu réfrangibles. Il y a en général intérêt à placer l'éclateur le plus près possible de la fente du spectromètre, et à « allumer » l'étincelle pour chaque observation isolée et juste pendant le temps nécessaire à l'observation de l'impulsion galvanométrique; on évite ainsi le bruit de la bobine, et les résultats sont plus constants avec les métaux oxydables. Sur la bobine, un trembleur Deprez ordinaire est très suffisant. L'étincelle doit être soigneusement réglée. Une batterie de jarres est mise en parallèle avec l'éclateur.

Nous ne reproduirons aucun des nombreux résultats numériques donnés par l'auteur, parce qu'ils ne représentent rien d'absolu; ils ne donnent qu'une image approchée des rapports d'intensité dans les spectres des différents métaux; ils seraient néanmoins bons à consulter par ceux qui voudraient entreprendre des recherches de ce genre.

Pour avoir rapidement une image de la distribution de l'énergie

(1) *J. de Phys.*, ce volume, p. 535.

(2) *Wied. Ann.*, t. XLVII, p. 227 ; 1892. Voy. aussi HAGEN et RUBENS, *Ann. der Phys.*, t. VIII, p. 1-22; 1902; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 614.

dans un spectre, on place la pile dans le vide, à 25 centimètres de l'étincelle, et on note les impulsions : 1° en interposant une plaque d'ébonite, qui ne laisse passer que l'infra-rouge; 2° après interposition d'un verre rouge, opaque pour $\lambda < 580$ μμ; 3° après interposition d'un verre UV de Schott, opaque pour $\lambda < 280$ μμ (on fait naturellement la correction relative aux pertes par réflexion); 4° sans écran, ce qui donne l'énergie globale, sauf les radiations inférieures à 180 μμ, pour lesquelles l'air est déjà opaque sous une épaisseur de 1 millimètre. Les mesures ont montré, en gros, que, dans l'étincelle, le rayonnement ultra-violet constitue la partie de beaucoup la plus importante dans le rayonnement total. Une comparaison directe avec la lampe de Hefner a montré que l'étincelle, dans les expériences de l'auteur, n'émettait que $\frac{1}{100}$ à $\frac{1}{30}$ de l'énergie de la lampe.

Le travail contient encore l'indication du procédé à employer pour manifester l'existence des radiations de Schumann [1].

En faisant varier les conditions de l'étincelle, on a trouvé qu'une augmentation de sa longueur accroît la proportion de la radiation infra-rouge; la proportion de la radiation ultra-violette présente un maximum très net pour une valeur déterminée de la capacité du condensateur.

On peut manifester simplement l'effet thermique des radiations ultra-violettes, au moyen d'un galvanomètre Deprez-d'Arsonval protégé à la manière ordinaire contre les actions perturbatrices. On prend des électrodes d'aluminium, et on place sur le trajet des rayons successivement une plaque d'ébonite, une plaque de quartz (opaque pour la plus grande partie des radiations voisines de 186 μμ et pour 193 μμ) et une plaque de fluorine ; on peut aussi se contenter d'observer avec le quartz, puis sans écran, mais en ajoutant à l'impulsion observée dans le premier cas 10 0/0 environ pour tenir compte de la perte par réflexion. Pour les radiations de longueur d'onde > 280 μμ, on pourra prendre des électrodes en Zn, Fe, Ni ou Co, et comme écran une lame couvre-objet très mince ou un verre UV de Schott.

L'auteur indique ensuite, sans donner de résultats, une méthode pour faire des mesures quantitatives d'absorption.

P. Lugol.

---

(1) *J. de Phys.*, ce volume, p. 570.

Karl L. SCHÆFER und Otto ABRAHAM. — Zur Lehre von den sogenannten Unterbrechungstöne (A propos de la théorie des prétendus sons d'interruption). — P. 996-1009.

R. Kœnig a appelé *sons d'interruption* ou *d'intermittence* des sons qui prendraient naissance, comme des sons ordinaires ou *primaires*, quand on produit des interruptions ou des variations périodiques suffisamment fréquentes de l'intensité d'un son continu. Précédemment, les auteurs avaient reconnu que ces sons peuvent être renforcés par les résonateurs dans certains cas, et ont alors une réalité objective, tandis que dans d'autres on doit les considérer comme des sons de soustraction ordinaires. Les expériences actuelles ont été faites au moyen d'une méthode d'interruption nouvelle indiquée par Zwaardemaker, et dont voici le principe : La source sonore est placée près d'une ouverture percée dans le mur d'une salle. De l'autre côté du mur est installé un microphone dont le circuit comprend une pile et le primaire d'une petite bobine d'induction; le secondaire de la bobine est fermé sur un téléphone et sur un interrupteur automatique de fréquence connue. Les auteurs ont employé l'interrupteur acoustique Bernstein (lame vibrant en face d'un électro), qui permettait d'avoir jusqu'à 400 interruptions par seconde, et dont l'électro était commandé par un autre interrupteur semblable mis en circuit avec un accumulateur. Pour avoir une fréquence plus grande, ils ont employé un contact glissant sur une roue de construction analogue à la roue de Pouillet, et mue par un moteur électrique; ils ont pu ainsi atteindre 4800 périodes. Comme sources sonores (son primaire), ils ont pris des diapasons ou des tuyaux de flûte à piston mobile; dans des expériences de contrôle, ils ont supprimé le microphone et relié le primaire de leur bobine à un troisième interrupteur acoustique, commandé par un accumulateur spécial.

Ils ont écouté ce que donne le téléphone en l'absence de l'interruption périodique, et quand elle fonctionne. Dans le premier cas, on entend nettement le son primaire ($p$); dès que l'interruption fonctionne, ce son s'affaiblit énormément ou disparaît totalement; à sa place apparaît un son complexe, dans lequel le son d'interruption, c'est-à-dire celui dont la fréquence ($i$) est celle de l'interruption, n'apparaît qu'exceptionnellement, lorsque $p$ est égal à $i$ ou à un de ses multiples entiers. Dans tous les autres cas, le son complexe ne comprend que des produits de combinaison des sons $i$ avec des harmo-

niques accessoires, entre lesquelles peuvent même se produire des battements ; par exemple, pour $i < p < 2i$, on entendait surtout souvent, avec lui, $2i - p$, et ces deux sons battaient quand leurs fréquences étaient voisines. L'analyse des sons a été faite à l'oreille, M. Abraham, habitué aux expériences d'acoustique, étant capable de reconnaître sans hésitation une note quelconque dans toute l'étendue de l'échelle musicale. Quand $p$ était voisin de $i$ ou d'un de ses multiples, on entendait battre $i$; quand $i$ était voisin d'un multiple de $p$, on entendait battre $p$. Le son $i$, entendu faiblement quand l'interrupteur fonctionne seul, n'existe pas quand on emploie le contact glissant. Au moyen de résonateurs accordés sur les sons secondaires, on les isolait facilement; pour se mettre à l'abri des sons étrangers, on plaçait la bouche du résonateur contre le téléphone, et on bouchait et débouchait alternativement la pointe. On a également pu montrer la réalité des sons secondaires au moyen de flammes manométriques, la membrane du téléphone fonctionnant alors comme membrane d'une capsule de Kœnig.

Le fait que les sons primaires $p$ ou $i$ dont on entend les combinaisons disparaissent, tandis qu'ils persistent au contraire, et souvent avec une intensité prépondérante dans le cas des sons résultants ordinaires, paraît contredire la formation de sons dans l'*oreille* interne à l'occasion de la décomposition d'un autre en une série de pulsations. — Il faudrait donc rayer de la terminologie physiologique le terme de 5 0/0, et le réserver aux sons qui se produisent quand un train d'ondes sonores est coupé par des pauses : c'est une notion d'ordre purement physique.

F.-A. SCHULTZE. — Ueber die Schallgeschwindigkeit in sehr engen Röhren (Vitesse du son dans les tubes très étroits). — P. 1060-1066.

Kirchhoff a donné pour la vitesse du son dans des tubes très étroits la formule (1)

$$v = V\left(1 - \frac{\gamma}{d\sqrt{\pi n}}\right),$$

où V représente la vitesse dans l'air libre, $d$ le diamètre du tuyau, $n$ la fréquence du son, $\gamma$ un coefficient dépendant du frottement et de la conductibilité thermique. De nombreux observateurs ont essayé de contrôler la formule, en déduisant $\gamma$ de mesures de

(1) *Pogg. Ann.*, t. CXXXIV, p. 77; 1868.

vitesse. Ils ont tous eu le tort de n'employer que des sons très aigus avec des tubes étroits, et des sons plus graves avec des tuyaux plus larges, ce qui réduit les variations de vitesse. En admettant $\lambda = 0{,}01663$, nombre le plus élevé donné par J. Müller(1), faisant $d = 1$ millimètre et $n = 200$, on trouverait pour la vitesse du son une diminution de 66 0/0, et, avec $d = 0^{mm},66$, une vitesse presque nulle, ce qui ne paraît pas vraisemblable. Les valeurs trop élevées trouvées pour $\gamma$ pourraient être dues en partie à l'emploi des figures de Kundt, et à l'intervention du frottement des grains de poussière. La formule ne doit d'ailleurs être appliquée que dans le cas de variations pas trop grandes de la vitesse, car l'influence de la conduction et du rayonnement ne peut abaisser la vitesse au-dessous de la valeur de Newton, soit 286 mètres.

L'auteur a repris la question au moyen d'une ingénieuse méthode, modification de la méthode interférentielle de Quincke. Une des branches du tube bifurqué contient un tube assez large, mobile à frottement doux dans un autre tube (dispositif à réglage); la seconde branche contient le tube étroit à essayer, de longueur $l_1$; les connexions sont réalisées par des tubes de caoutchouc. On règle de façon à éteindre le son, puis on substitue à la longueur $l_1$ une longueur plus grande $l_2$ du même tube, et on règle de nouveau; soit $L_2 - L_1$ l'allongement qu'il a fallu donner au tube large, pour éteindre de nouveau le son; on a évidemment entre $l_2 - l_1$, $v$, $L_2 - L_1$ et V (vitesse dans le tube large, qui est sensiblement la même qu'à l'air libre) la relation

$$\frac{l_2 - l_1}{v} = \frac{L_2 - L_1}{V}.$$

On se met ainsi à l'abri des perturbations dues aux raccords, où le diamètre de la conduite varie brusquement; on a de plus l'avantage de pouvoir opérer sur des tubes de faible longueur. Pour obtenir des minima bien nets, il faut avoir soin d'égaliser à peu près les intensités, en intercalant sur la branche de réglage un tube étroit, qui restera le même pendant toutes les mesures (le trajet dans un tube étroit diminue en effet beaucoup l'intensité). A cause du grand nombre de mesures faites (jusqu'à 10 dans chaque expérience), l'auteur pense avoir atteint une exactitude de 2 0/0. La for-

(1) *Ann. d. Phys.*, t. XI, p. 331; 1903 — et *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 767; 1903.

mule de Kirchhoff paraît exacte, comme le montrent les résultats suivants relatifs au verre (l'auteur communique seulement les plus favorables) :

$$d = 1^{mm},01 \left\{ \begin{array}{lll} n = 512, & v = 265 \text{ m}, & \gamma = 0,0080 \text{ m} \times \text{sec.}^{-\frac{1}{2}} \\ n = 384, & v = 258 & \gamma = 0,0077 \quad » \end{array} \right.$$

$$d = 1^{mm},51 \left\{ \begin{array}{lll} n = 512, & v = 290 & \gamma = 0,0075 \quad » \\ n = 384, & v = 282 & \gamma = 0,0079 \quad » \end{array} \right.$$

La valeur de $\gamma$ change avec la matière du tube.

Il y aurait intérêt à faire des mesures avec l'hydrogène, pour lequel $\gamma$ est beaucoup plus grand que pour l'air (0,015 au lieu de 0,006, valeurs théoriques).

P. Lugol.

**F.-A. SCHULTZE. — Zur Erklärung schrägliegender Kundtscher Staubfiguren (Explication de l'obliquité de certaines figures de Kundt). — P. 1067-1072.**

L'auteur a le premier observé, en étudiant les sons produits par des sifflets très aigus, des figures nodales d'aspect particulier, retrouvées depuis par d'autres physiciens [1]; de trois en trois les lignes de poussière sont normales à l'axe du tube, mais les lignes intermédiaires sont obliques, et en sens opposés ; ceci n'a lieu que lorsqu'on insuffle l'air au moyen d'une poire en caoutchouc, jamais avec un courant d'air régulier. L'explication proposée est la suivante : La pression est très variable pendant la durée d'une pulsation de la poire; quand elle est maximum, le troisième harmonique se produit pour disparaître quand la pression retombe, les nodales qui lui appartiennent en propre sont alors refoulées vers celles qui lui sont communes avec le son fondamental; *si alors l'intensité du son varie dans la direction normale à l'axe du tube*, ces lignes subiront des déplacements plus grands du côté où l'intensité est la plus forte, et deviendront obliques; une telle variation peut très bien résulter d'un défaut de symétrie dans la position de l'instrument (sifflet ou diapason) fortement amorti : expérience de König qui met le tube de Kundt en vibration.

P. Lugol.

---

(1) F.-A. Schultze, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, p. 880; 1899; et *J. de Phys.*; — R. König, *Wied. Ann.*, t. LXIX, p. 634; 1899; — I. Müller, *Ann. d. Phys.*, t. XI, p. 331-354 ; 1903 : et *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 767 ; 1903.

G. BERNDT. — Bemerkung zu der Abhandlung: I.-M. Eder und E. Valenta, Das ultraviolette Funken- und Bandenspektrum des Schwefels [Remarque sur la communication de I.-M. Eder et E. Valenta [1]: le spectre de bandes ultraviolet du soufre dans l'étincelle.] — P. 1078-1079.

L'auteur connaissait le travail cité et qui s'étend jusqu'à la raie $\lambda = 3301$ ; il maintient qu'il n'y a pas de mesures de $\lambda = 3300$ à $\lambda = 2000$.

T. XIV, n°s 6 et 7; 1904.

M. WIEN. — Ueber den Durchgang schneller Wechselströme durch Drahtrollen (Passage des courants alternatifs de fréquence élevée dans les bobines). — P. 1-22.

Pour les courants alternatifs dont la fréquence atteint 300 périodes par seconde, on observe une augmentation notable de la résistance des bobines en même temps qu'une légère diminution de la self-induction (Dolezalek) Cette augmentation de résistance est bien supérieure à celle qu'ont signalée lord Rayleigh et Stefan et suit d'autres lois. Dolezalek l'attribue aux courants de Foucault, qui provoquent une concentration des lignes de courant vers la région centrale du fil.

M. Wien a cherché par le calcul si cette action des courants de Foucault suffisait à expliquer le phénomène. Les formules qu'il a obtenues donnent avec une exactitude satisfaisante l'augmentation de résistance dans le cas des bobines longues ; avec les conducteurs de forme quelconque, l'accord entre la théorie et l'expérience est encore bon quand les séries qui figurent dans les formules convergent assez rapidement.

En pratique, on peut annuler l'augmentation de résistance en employant, au lieu de fils massifs, des câbles ou des tresses.

M. L.

K.-H.-F. SCHMIDT. — Resonanz elektrischer Schwingungen (Résonance des oscillations électriques). — P. 22-50.

Il s'agit de la résonance interne, c'est-à-dire de la résonance qui s'établit entre les oscillations propres d'un circuit et les oscillations forcées produites dans ce même circuit.

---

(1) *J. de Phys.*, ce volume, p. 801.

Le générateur de courants est un alternateur du type Tesla, à 120 pôles : la fréquence peut atteindre quelques milliers de périodes par seconde, et le courant est à peu près sinusoïdal. Les bornes du générateur sont reliées aux extrémités d'un circuit comprenant une résistance variable, une bobine de self-induction et un condensateur.

La courbe de résonance interne est plus abrupte que la courbe de résonance entre deux circuits ; elle s'affaisse lorsqu'on augmente l'amortissement en faisant croître la résistance ohmique.

On peut caractériser l'effet de la résonance par le *renforcement*, c'est-à-dire par le rapport de la différence de potentiel aux bornes du condensateur quand il y a résonance et de cette différence quand il n'y a pas résonance.

Ce renforcement augmente quand la self-induction du circuit augmente, à peu près proportionnellement à cette dernière quand elle dépasse 0,1 henry. La courbe qui représenterait le mieux les observations paraît être une hyperbole.

Dans un circuit dont la self-induction et la résistance restent invariables, le renforcement varie avec la capacité ; mais la loi de variation n'est pas susceptible d'une expression simple.

Le renforcement R diminue quand la résistance du circuit augmente, suivant une loi à peu près parabolique :

$$(a - R)^p = br^q,$$

$a$, $b$, $p$, $q$ sont des constantes, et $\frac{p}{q}$ sensiblement égal à 2.

En résumé, le renforcement est affecté par toutes les variations du circuit et d'une manière très marquée. La détermination de sa valeur permettrait de mesurer facilement l'énergie dissipée par l'hystérésis ou par l'absorption des oscillations.

M. L.

H. GERDIEN. — Ueber den Einfluss der Torsion auf das magnetische Moment zirkular magnetisierter Nickel- und Eisendrähte (Influence de la torsion sur le moment magnétique des fils de nickel et de fer aimantés circulairement). — P. 51-86.

Si on fait décrire à ces fils un cycle de torsion, le moment magnétique longitudinal suit aussi une variation cyclique. Une torsion à droite provoque dans les fils de nickel une aimantation longitudinale de sens opposé au courant qui produit l'aimantation circulaire ; une

torsion à gauche provoque une aimantation longitudinale de même sens que le courant magnétisant. Dans les fils de fer, c'est l'inverse.

Lorsque la torsion ne dépasse pas les limites d'élasticité, le moment est en retard sur la torsion ; si la torsion dépasse les limites, le moment est en avance.

L'amplitude de variation du moment, pour une même intensité du courant magnétisant, croît avec l'amplitude de la torsion, d'abord rapidement, puis lentement, quand la limite d'élasticité est dépassée ; toutes choses égales d'ailleurs, elle est plus grande dans les fils écrouis que dans les fils doux.

La variation du moment avec la torsion est plus rapide au voisinage de la torsion nulle qu'au voisinage des limites du cycle ; la différence est plus marquée dans les fils écrouis.

La variation du moment magnétique le long d'un cycle de torsion ne dépend guère de l'intensité de l'aimantation circulaire (dans les limites où ont été effectuées les mesures). L'amplitude de la variation croît avec l'intensité de l'aimantation circulaire, mais moins vite que celle-ci.

Théoriquement le moment devrait être proportionnel au carré du diamètre du fil ; cette loi ne se vérifie que d'une manière très imparfaite.

M. Lamotte.

B. WALTER. — Magnetische Ableдkungsversuche mit Röntgenstrahlen (Essais de déviation magnétique des rayons de Röntgen). — P. 99-106.

D'après de nouvelles mesures, le produit $Hr$ de l'intensité du champ par le rayon de courbure de la trajectoire d'un rayon dirigé perpendiculairement aux lignes de force est plus grand que $10^{11}$.

M. Lamotte.

B. WALTER. — Ueber die Stefansche Theorie starker magnetischer Felder (Sur la théorie des champs magnétiques intenses d'après Stefan). — P. 106-118.

Stefan a donné des formules qui représentent l'intensité du champ magnétique entre deux pôles cylindriques, aimantés en sens contraire ; ces formules s'appliquent aussi bien aux pôles coniques qu'aux pôles terminés par un plan perpendiculaire à leur axe.

Les expériences de Czermak et Haussmaninger ont vérifié fort

mal ces formules, et il est admis aujourd'hui qu'elles ne représentent qu'une grossière approximation.

Cependant la théorie de Stefan fournit des résultats conformes à la réalité dans le cas où il s'agit du champ le plus intense qu'on puisse obtenir. On peut le démontrer en s'appuyant sur les mesures de Czermak et Haussmaninger et aussi sur celles de du Bois.

La théorie prévoit un maximum du champ entre deux pôles coniques quand la demi-ouverture du cône est 54°44; l'expérience donne un angle compris entre 57 et 63°. Cela tient à ce que, dans la théorie, on considère seulement un point, tandis qu'en réalité il en intervient un plus grand nombre.

M. Lamotte.

F. RITTER. — Ueber das Funkenpotential in Chlor, Brom und Helium (Différence de potentiel explosive dans le chlore, le brome et l'hélium). — P. 118-128.

D'après Orgler, la différence de potentiel explosive dans l'air ou dans un gaz se compose de deux termes :

$$A = a + \alpha,$$
$$B = b + \beta.$$

Les termes $\alpha$ et $\beta$ sont indépendants de la distance explosive et représentent la différence de potentiel nécessaire pour vaincre la résistance de passage entre l'électrode et le gaz. Orgler définit la rigidité relative du gaz par le quotient :

$$k = \frac{a}{b} = \frac{A - \alpha}{B - \beta} = \frac{dA}{d\delta} : \frac{dB}{d\delta}.$$

Cette formule a été vérifiée pour l'hydrogène, le gaz carbonique et l'éthylène. M. Ritter a répété les mesures sur les deux premiers gaz et confirmé ces résultats ; il a étendu ensuite la vérification au chlore et à la vapeur de brome. Mais la formule ne peut s'appliquer à l'hélium.

M. Lamotte.

M. HORNEMANN. — Der heisse Oxydkohärer (Cohéreur à oxyde chaud). — P. 129-138.

Les pôles du contact sensible sont d'une part une feuille de cuivre qu'on peut chauffer par une flamme placée au-dessous, d'autre part

une bande de plomb recourbée en forme de crochet, de façon à réduire le contact à quelques points. Le plomb est relié au pôle négatif de la pile. On écarte le plomb du cuivre et on chauffe celui-ci jusqu'à ce qu'il se recouvre d'une mince couche d'oxyde noir. Après le refroidissement, on rétablit le contact et on vérifie qu'il ne laisse passer aucun courant appréciable. Si on chauffe le cuivre de nouveau, l'intensité du courant augmente.

Si le contact reçoit des ondes électriques provenant par exemple des étincelles d'une très petite bobine, l'aiguille du galvanomètre rétrograde de plusieurs degrés et reste dans cette nouvelle position tant que durent les ondes. Aussitôt qu'on supprime les ondes, l'aiguille revient à sa première position sans qu'on ait à intervenir. L'expérience est plus facile à réaliser avec le téléphone.

Si le plomb est relié au pôle positif, les ondes provoquent au contraire une légère diminution de la résistance du contact.

Ces phénomènes sont dus sans doute à des variations de la force thermo-électrique au contact du plomb et du cuivre sous l'action des ondes électriques.

Lorsque celles-ci sont intenses, le cohéreur à oxyde se comporte comme un radioconducteur de Branly. Il se forme alors entre les deux surfaces un pont de particules métalliques, et le contact ne reprend sa résistance primitive qu'après un choc mécanique.

Les phénomènes sont surtout marqués avec le cuivre et le plomb, sans doute à cause de la grande différence entre les conductibilités calorifiques de ces deux métaux. Peut-être le plomb entre-t-il en vibrations, comme dans l'expérience connue de Trevelyan, et ces vibrations sont-elles la cause de la décohérence spontanée.

M. Lamotte.

W.-F. PASCHEN. — Ueber die durchdringende Strahlen des Radiums (Rayons pénétrants du radium). — P. 164-171.

Il s'agit des rayons appelés par Rutherford rayons $\gamma$, qui sont peu absorbables et ne sont déviés ni par le champ électrique ni par le champ magnétique. Ce sont des rayons analogues aux rayons cathodiques en ce sens qu'ils transportent une charge négative, mais plus pénétrants que ces derniers.

*Expérience.* — Une dizaine de milligrammes de bromure de radium très actif sont enfermés dans un tube de verre scellé (ce tube a

15 millimètres de longueur, 5 millimètres de diamètre extérieur, $0^{mm},5$ d'épaisseur). Un fil de platine traverse le verre et vient en contact avec le sel. Le tube est suspendu à l'aide d'un fil de quartz dans le vide, soit libre, soit enfermé dans une enveloppe de plomb.

S'il n'y a pas d'enveloppe de plomb, le potentiel du radium croît d'environ 132 volts par minute ; ce phénomène est dû aux rayons $\beta$, qui comportent l'électricité négative à travers le verre. Il en est de même, à la vitesse près, quand le tube est entouré de plomb. L'accroissement du potentiel est encore très appréciable quand l'épaisseur du plomb est suffisante pour arrêter tous les rayons $\beta$.

D'après les mesures quantitatives, l'absorption dans le plomb des rayons émanés du radium est très différente.

Pour les rayons $\beta$ les plus absorbables, M. Paschen a retrouvé le nombre de Strutt. A mesure que les rayons sont filtrés à travers une épaisseur de plomb plus grande, le coefficient d'absorption décroît et paraît tendre vers une limite quelque cinquante fois plus petite que le coefficient de Strutt.

Mais, si on cherche à déduire l'absorption de la conductibilité communiquée à l'air par ces rayons, on trouve des nombres tout différents.

L'auteur pense que cette divergence s'explique par ce fait que les rayons perdent leur pouvoir ionisant à mesure qu'ils ont traversé une épaisseur de plomb plus grande. Il me semble qu'elle peut tenir aussi bien à des différences d'absorption dans l'air, l'ordre des coefficients n'étant pas nécessairement le même dans l'air et dans le plomb.

Quant à la faible valeur de l'absorption, on doit l'attribuer à la grande vitesse des charges ; d'après Lenard, en effet, l'absorption décroît rapidement quand la vitesse augmente. M. Lamotte.

**J. BERNSTEIN. — Berechnung des Durchmessers der Moleküle aus kapillar elektrischen Versuchen (Calcul du diamètre des molécules d'après les expériences électrocapillaires). — P. 172-177.**

En écrivant que le travail de la force capillaire dans le déplacement du ménisque est équivalent à la quantité de chaleur mise en jeu dans la réduction de HgO par $H^2$, on trouve pour le diamètre cherché :

$$2\rho = 6,18 \cdot 10^{-8} \text{ cm.}$$

M. Lamotte.

**Fr. KOLACEK. — Einfache Herleitung der Formeln für die Deformation eines ferromagnetischen Drahtes im Magnetfelde (Méthode simple pour établir les formules de la déformation d'un fil paramagnétique dans le champ magnétique). — P. 177-182.**

Calcul utilisant certains théorèmes de thermodynamique et donnant des formules rigoureuses si on néglige l'hystérésis.

M. Lamotte.

**W. EINTHOVEN. — Ueber einige Anwendungen des Saitengalvanometers (Quelques applications du galvanomètre à corde). — P. 182-192.**

Ce galvanomètre peut remplacer l'électromètre dans les mesures de la radioactivité effectuées par la méthode de M. et Mme Curie. Il peut servir à la mesure des courants très faibles produits par l'électricité atmosphérique ou par l'influence d'un bâton d'ébonite chargé sur un conducteur relié au sol. Il est suffisamment sensible pour réagir aux courants téléphoniques.

M. Lamotte.

**H. SCHUH. — Bemerkung über die Demonstration von oszillatorischen Flaschenentladung (Remarque sur les expériences de cours relatives aux décharges oscillantes). — P. 204-205.**

Contrairement à l'assertion de F. Wittmann (1), on peut projeter les courbes obtenues avec le tube de Braun, si la fluorescence est assez vive ; cette condition n'est d'ailleurs réalisée que pour certains tubes.

M. Lamotte.

**J. TAFEL. — Ueber die Wirkung von Kanalstrahlen auf Zinkoxyd (A propos de l'action des rayons-canal sur l'oxyde de zinc). — P. 206-207.**

L'auteur conteste les conclusions de G.-C. Schmidt (2) d'après lesquelles l'oxyde de zinc pur ne devient pas fluorescent.

M. Lamotte.

**E. COHN. — Antikritisches zu Hrn. W. Wiens Differentialgleichungen der Elektrodynamik für bewegte Körper (Réponse aux critiques de M. W. Wien dans son mémoire intitulé : Equations différentielles de l'électrodynamique des corps en mouvement). — P. 208.**

M. Lamotte.

---

(1) *J. de Phys.*, ce volume, p. 322.
(2) *J. de Phys.*, ce volume, p. 717.

ARNOLD LEICK. — Über künstliche Doppelbrechung und Elastizität von gelatineplatten (Double réfraction artificielle et élasticité des plaques de gélatine). — P. 139-152. — (*Diss. inaug. de Greiswald.*)

Des solutions aqueuses de gélatine de concentration connue sont coulées en plaques de $10 \times 6 \times 1^{cm},6$ et rendues biréfringentes par compression ou traction; la variation relative de la longueur est déduite de la variation de distance (mesurée avec un microscope à micromètre) de deux fils très fins enrobés dans la gélatine à 3 ou 4 millimètres l'un de l'autre; la variation d'épaisseur est évaluée en prenant $\frac{1}{2}$ pour valeur du coefficient de Poisson [1]. Pour mesurer la double réfraction, on amène trois fois de suite au minimum d'intensité, par des déformations convenables et croissantes, un faisceau de lumière jaune qui a traversé un premier nicol à 45° du plan vertical, la plaque maintenue verticalement, et un deuxième nicol parallèle au premier. En appelant $\varepsilon$ la variation relative de longueur, D l'épaisseur initiale, $\varphi$ la différence de phase $\left(\frac{1}{2} \text{ et } \frac{3}{2}\right)$ pour les trois expériences faites sur chaque plaque, $n_e$ et $n_0$ les indices, on a :

$$n_e - n_0 = \frac{\lambda\varphi}{2\pi D\left(1 - \frac{\varepsilon}{2}\right)}.$$

On s'est assuré que la rotation naturelle de la gélatine ne modifie pas la double réfraction d'une manière appréciable. On a étudié l'effet produit par l'addition de divers sels.

Conclusions : 1° La double réfraction est proportionnelle à $\varepsilon$; il y a donc une *double réfraction spécifique* $\left(n_e - \frac{n_0}{e}\right)$, d'ailleurs très variable d'un échantillon à un autre. L'addition de KCl, NaCl, LiCl, $CaCl^2$, $MgCl^2$, $KAzO^3$, ne modifie pas la relation ;

2° La double réfraction spécifique des solutions de gélatine pure est (très grossièrement) proportionnelle à la concentration; le module d'élasticité, à peu près proportionnel au carré de la concentration au-dessous de 20 0/0, varie moins vite que ce carré au-dessus de 20 0/0.

---

(1) MAURER, *Wied. Ann.*, XXVIII, p. 628; 1886.

3° L'addition des sels susnommés diminue beaucoup la double réfraction spécifique, la rotation spécifique et l'élasticité. $Na^2SO^4$ n'a pas d'action appréciable;

4° La glycérine et le saccharose diminuent la double réfraction et accroissent beaucoup l'élasticité.

P. Lugol.

Ewald RASCH. — Die Gesetzmässige Abhängigkeit der photometrischen Gesammthelligkeit von der Temperatur leuchtender Körper (Relation entre l'intensité photométrique totale et la température des corps lumineux). — P. 193-203.

Lummer et Kurlbaum [1] ont donné comme relation entre l'éclat $\Phi$ du platine incandescent et sa température absolue T :

$$\frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^x, \tag{1}$$

$x$ étant un exposant qui, d'après Lummer [2], tend asymptotiquement vers 12 par valeurs décroissantes quand la température s'élève indéfiniment.

Or, si l'on admet que l'impression lumineuse est due à un phénomène chimique (destruction de l'érytéropsine, par exemple), on peut appliquer l'équation d'équilibre de Vant'Hoff:

$$\frac{d\Phi}{\Phi} = \varkappa \frac{dT}{T^2},$$

dont l'intégration conduit à :

$$\Phi = \Phi_1 e^{a\left(1 - \frac{\theta}{T}\right)}, \tag{2}$$

$\Phi_1$ étant l'intensité du corps noir à la température absolue $\theta$, et $a$ représentant $\frac{\varkappa}{\theta}$. L'équation (1) de Lummer et Kurlbaum conduit au même résultat si l'on y fait $x = \frac{\varkappa}{T}$ ; $\varkappa$ tendrait donc vers 0, et non vers 12, quand T croît sans limite; les valeurs de $x$ entre 900° et 1900°, d'après les auteurs précités, satisfont très sensiblement à la relation théorique et donnent 2080° pour $x = 12$.

---

(1) *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, t. II, p. 89 et suiv.; 1900.

(2) *Elektrotechn. Zeitsch.*, XXIII, Heft 35-36.

Le Châtelier et Boudouard [1] ont évalué en *bougies* l'intensité de la région rouge du spectre émis par un corps, à différentes températures, et trouvé que leurs mesures s'appliquent également à la flamme du gaz et à la lampe à acétate d'amyle. On en déduit $\theta = 1522°$ et $\alpha = 13,02$.

En combinant les déterminations de l'éclat du platine à sa température de fusion (1780° d'après Holborn et Wien) par Nernst [2] et les nombres de Lummer et Pringsheim relatifs au corps noir, on évalue à 1795° C., soit 2068 abs, la température à laquelle le corps noir rayonne par unité de surface la même quantité de lumière que la bougie Hefner. On en déduit $\alpha = 12,943$, différant seulement de 0,6 0/0 de la valeur précédente. Cela donne, pour l'éclat de la surface éclairante (par millimètre carré),

$$\Phi_{b.Hef.} = e^{12,943\left(1 - \frac{2068.4}{T}\right)}. \qquad (3)$$

Nernst, en utilisant la formule (1) et prenant $\lambda$ pour la valeur 13, a trouvé pour le point de fusion de l'iridium [3] $t = 2238°$ C., qui peut être trop faible de 50°.

L'extrapolation des nombres de Lummer et Pringsheim relatifs au corps noir donne pour $\theta$ 2073 abs, qui, combiné avec $\alpha = 13,02$, donne :

$$T = 2560 \text{ abs}, \qquad \text{ou} \qquad t = 2287°.$$

La formule (3) donne

$$T = 256,16 \text{ abs}, \qquad \text{ou} \qquad t = 2289°.$$

La même, avec les constantes de Le Châtelier et Boudouard, donne :

$$T = 2558 \text{ abs}, \qquad \text{ou} \qquad t = 2285°.$$

On peut donc admettre comme valeur probable :

$$\frac{2289 + 2287 + 2285}{3} = 2287°.$$

P. Lugol.

(1) Mesure des températures élevées.
(2) *Physik. Zeitschrift* (26 *b*), t. IV, p. 733; 1903.
(3) Violle donne 1950°; V. der Weyde, 2200°; Pictet, 2500°.

**H. du BOIS. — Magnetokinetische Untersuchungen (Expérience magnétocinétique). — P. 220-236.**

L'auteur décrit un certain nombre d'expériences effectuées pour vérifier la théorie qu'il a donnée du gyroscope magnétique.

M. Lamotte.

**M. ABRAHAM. — Sur Theorie der Strahlung und des Strahlungsdruckes (Théorie de rayonnement et de pression de radiation). — P. 236-288.**

Ce mémoire est trop étendu et d'un caractère trop mathématique pour qu'il soit possible d'en donner une analyse succincte.

M. Lamotte.

**H. RENSING. — Ueber magnetoelastiche Wechselbeziehungen in paramagnetischen Substanzen (Relations réciproques entre l'élasticité et le magnétisme dans les substances paramagnétiques). — P. 363-377.**

Le tube de fer ou de nickel est placé dans l'axe d'une bobine magnétisante et, pour étudier les variations de l'élasticité, on répète avec ce tube l'expérience de Kundt.

Le coefficient d'élasticité croît avec l'intensité du champ magnétique ; l'accroissement relatif devient notablement plus grand quand le métal a été écroui par quelques forts coups de marteau donnés sur l'extrémité dans la direction de l'axe.

Si le tube a été bien recuit et bien désaimanté, la variation du coefficient augmente, et elle est de sens inverse dans les champs peu intenses.

Le fer et le nickel se comportent de même.

Réciproquement, les déformations mécaniques influent sur la susceptibilité de ces métaux. Une traction longitudinale provoque une augmentation de la susceptibilité ; cette augmentation croît avec la traction et diminue quand le champ augmente.

Les résultats vérifient à peu près la théorie de Heydweiller. Il est à remarquer d'ailleurs que cette théorie considère des transformations isothermiques et non pas adiabatiques et que de faibles erreurs d'expérience ont une influence notable dans le calcul.

M. Lamotte.

K. PRZIBRAM. — Ueber das Leuchten verdünnter Gase im Teslafelde (Luminescence des gaz raréfiés dans le champ d'un transformateur Tesla). — P. 378-384.

Une plaque métallique est reliée à l'un des pôles d'un transformateur Tesla ; on fait varier la distance de cette plaque au tube raréfié jusqu'à ce que la luminescence apparaisse. Lorsque celle-ci est éteinte, il faut rapprocher davantage la plaque pour la faire réapparaître : c'est le phénomène de retard bien connu. Ce retard paraît plus prononcé dans le gaz carbonique que dans l'air.

La luminescence se produit quand le champ a atteint une certaine valeur. Ce champ limite décroît quand la pression du gaz décroît et, par une pression déterminée, décroît quand le diamètre du récipient augmente. Il devient indépendant du diamètre quand celui-ci dépasse 5 centimètres.

Dans l'hydrogène, le champ limite est plus petit que dans l'air ; dans le gaz carbonique, il est plus grand ou plus petit suivant que le diamètre du récipient est inférieur ou supérieur à 3 centimètres.

L'ensemble des résultats peut être représenté par la formule :

$$\frac{1}{d} + C = \frac{A}{l} + Bp,$$

où $d$ désigne la distance du tube à la plaque exprimée en centimètres, $p$ la pression en millimètres de mercure, $l$ le diamètre du récipient en centimètres, A, B, C des constantes.

Dans les récipients de grande dimension, il se produit des stratifications : le champ varie alors périodiquement, et ses maximums se trouvent à l'extrémité des strates, où la luminescence est aussi la plus vive.

Cette méthode expérimentale est moins précise, mais plus facile à réaliser que celle employée par M. Bouty.

M. LAMOTTE.

F. PASCHEN. — Ueber die Kathodenstrahlen des Radiums (Sur les rayons cathodiques du radium). — P. 389-403.

Un collecteur de plomb est disposé de manière à recevoir la majeure partie des charges électriques émises par un échantillon de bromure de radium. Le collecteur acquiert ainsi une charge

négative croissante, et son potentiel augmente ou diminue en valeur absolue, suivant qu'il a reçu d'abord une charge négative ou une charge positive. En prenant la moyenne des deux variations, on élimine l'erreur provenant du défaut d'isolement.

L'ensemble du dispositif est enfermé dans un récipient où on a fait le vide, et placé entre les armatures d'un électro-aimant puissant. Quand on excite le champ magnétique, les rayons sont déviés ; leurs trajectoires, d'abord rectilignes, deviennent circulaires ou hélicoïdales. Le rayon de courbure de ces trajectoires diminue quand le champ augmente et, quand il est devenu inférieur à une certaine limite, les charges qu'ils transportent n'atteignent plus le collecteur, et le potentiel de celui-ci varie plus lentement. L'observation de la vitesse de variation pour une valeur donnée du champ permet ainsi de se faire une idée de la vitesse des rayons du radium.

L'émission du radium renferme des rayons de toute vitesse. Ceux qui dominent paraissent identiques à ceux que produit Lenard par l'action de la lumière ultra-violette ; ils possèdent un grand pouvoir ionisant, ce qui est d'accord avec l'absorption très forte qu'ils subissent dans les gaz un peu raréfiés. Il est vraisemblable qu'ils possèdent à l'intérieur du récipient vide une vitesse plus grande, sans quoi ils n'auraient pas traversé la paroi.

Les rayons $\gamma$ sont des rayons cathodiques animés d'une très grande vitesse constante. M. LAMOTTE.

F. WITTMANN. — Bemerkungen zur Abhandlung des Hrn. J. Zenneck. Objektive Darstellung von Stromkurven mit der Braunschen Röhre (Remarques sur le mémoire de M. J. Zenneck : Projection des courbes de courant avec le tube de Braun). — P. 423-424 (1).

L'auteur signale les avantages de l'oscillographe sur le tube de Braun. M. LAMOTTE.

OTTO SCHONROCK. — Ueber den Einflusz der Beleuchtung auf die Angaben von Saccharimetern mit Keilkompensation (Influence de la nature de la source de lumière sur les mesures faites avec les saccharimètres à compensation prismatique). — P. 406-417. — (*Communication du « Physikalisch-Technische Reichsanstalht ».*)

La Commission internationale réunie à Paris pour l'unification des méthodes d'analyse des sucres a ainsi défini le point 100 de

(1) *J. de Phys.*, ce volume, p. 803.

l'échelle de Ventzke : *C'est l'indication donnée par le saccharimètre pour une solution normale de sucre pur à 20°, examinée à travers un tube de 20 centimètres, le compensateur en quartz étant également à 20°.* [La solution normale contient 26 grammes de sucre pur pesés dans l'air avec des poids en laiton (1), pour 100 centimètres cubes vrais (2).]

L'auteur a examiné successivement l'influence, sur la place occupée par le point 100 ainsi défini sur l'échelle graduée de l'instrument : 1° de l'inclinaison des faces du compensateur sur les rayons; 2° de la variation avec la température : *a*) de l'indice ordinaire du quartz ; *b*) de l'angle du prisme (conséquence de l'inégale dilatation parallèlement et perpendiculairement à l'axe) ; *c*) de la rotation du quartz et du sucre, de manière à pouvoir ramener à 20° une lecture faite à une température quelconque.

La formule de correction est :

$$S_{20} = S_t + S_t \times 0{,}000609\ (t - 20),$$

où $S_{20}$ et $S_t$ représentent, en degrés Ventzke, les rotations d'une solution sucrée normale à 20° et $t$°, la compensation du saccharimètre étant à la même température.

Les différences souvent constatées entre les mesures faites sur une même solution par divers observateurs sont dues à ce qu'en lumière blanche les deux moitiés du champ amenées à l'égalité d'éclairement n'ont pas absolument la même teinte, à cause de la différence des dispersions rotatoires du sucre et du quartz. On les fait complètement disparaître en filtrant la lumière blanche employée à travers une épaisseur de 1cm,5 d'une solution de chromate de potassium à 6 0/0; la nature de la source blanche employée est d'ailleurs indifférente. Les rotations constatées avec la lumière ainsi filtrée diffèrent seulement de 0°,03 Ventzke de celles que l'on obtient avec la lumière du sodium purifiée ; on en déduirait pour la rotation spécifique du sucre 66,627, qui diffère seulement de 0,13 0/0 du nombre obtenu dans les mesures les plus exactes. Entre la lumière blanche filtrée au chromate et la raie jaune vert du mercure, l'écart atteint 0°,16 Ventzke. — Les verres colorés d'Iéna ne constituent pas de bons filtres pour ce genre de mesures.

P. Lugol.

(1) C'est-à-dire 26,016 de sucre pesé dans le vide.
(2) Volume de 100 grammes d'eau pesés dans le vide à 4°.

**C. RUNGE und J. PRECHT. — Ueber das Funkenspektrum des Radiums (Spectre d'étincelles du radium. 2ᵉ communication). — P. 418-422, une reproduction photographique hors texte.**

Le bromure de radium employé était plus pur que celui qui avait servi au travail précédent (1). La disposition était un peu modifiée ; on projetait un faisceau très faiblement convergent sur le réseau concave incliné de manière que la raie D dans le spectre du premier ordre fût réfléchie suivant la normale ; on a ainsi de chaque côté de la normale deux régions où l'image est aplanétique, ce qui est très avantageux pour la photographie de la région rouge (2). Les auteurs ont mesuré 88 raies dont ils cotent l'intensité de 1 à 10 ; ils vont même au delà de 10 pour les raies particulièrement intenses. Voici, en unités d'Angström, celles dont l'intensité est au moins 10 (C = Crookes ; D = Demarçay ; R = Runge ; E = Exner et Haschek).

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 6200,6 | 10 | | 4340,830 | 50 | C : 4340,619<br>D : 4340,6 |
| 5660,85 | 15 | C : 5813,9 | | | |
| 5660,81 | 10 | D : 5665 à peu près | | | |
| 4826,118 | 20 | C : 4825,896<br>C : 4826,3<br>R : 4826,14 | 3814,578 | 100 | C : 3814,661<br>D : 3814,7<br>E : 3814,62<br>R : 3814,591 |
| 4682,359 | 50 | C : 4682,149<br>D : 4683,0<br>R : 4682,346<br>E : 4682,41 | 3649,748 | 50 | C : 3649,712<br>D : 3649,6<br>E : 3649,33 |
| 4533,327 | 12 | D : 4533,5 | 2813,836 | 10 | C : 2813,876<br>E : 2813,60 |
| 4436,489 | 20 | D : 4436,1 | | | |

Les auteurs n'ont pas observé : 3961,627 ; 3812,170 ; 3809,393 (Crookes) ; 4726,9 ; 4692,1 et les bandes 4631,0 — 4621,9 et 4436 — 74390 (Demarçay) ; ces bandes appartiendraient sûrement au baryum ; enfin on n'a pas vu 3993,25 de Exner et Haschek.

P. LUGOL.

(1) *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. II, p. 934 ; 1903.
(2) Cf. RUNGE et PASCHEN, *Wied. Ann.*, t. LXI, p. 645 ; 1897.

ZEITSCHRIFT FUR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. XXXIII.

J. PETERSEN. — Elektrolyse der Alkalisalze der organischen Saüren (Electrolyse des sels alcalins des acides organiques). — P. 99-122; 295-326; 698-721.

La conclusion générale que l'on peut tirer du travail de M. Petersen est que, dans l'électrolyse des acides de la série grasse, il se produit au moins cinq réactions fondamentales :

I. Décomposition de l'acide en hydrogène et un radical :

$$2C^nH^{2n+1}COOH = 2C^nH^{2n+1}COO + H^2.$$

II. Comme pour tous les acides, au contact de l'eau le radical reforme l'acide primitif avec dégagement d'oxygène à l'anode :

$$2C^nH^{2n+1}COO + H^2O = 2C^nH^{2n+1}COOH + O.$$

III. En même temps, le radical se décompose avec formation d'anhydride carbonique et d'un carbure saturé :

$$2C^nH^{2n+1}COO = C^{2n}H^{4n+2} + 2CO^2.$$

IV. Mais il y a aussi formation d'un éther avec mise en liberté de gaz carbonique :

$$2C^nH^{2n+1}COO = C^nH^{2n+1}COO.C^nH^{2n+1} + CO^2.$$

V. L'oxydation du radical fournit en outre un carbure éthénique avec dégagement de gaz carbonique et formation d'eau :

$$2C^nH^{2n+1}COO + O = 2C^nH^{2n} + H^2O + 2CO^2.$$

Pour établir qu'il en est bien ainsi, l'auteur a dû faire un grand nombre d'analyses de gaz et d'éthers. Il a employé une méthode et des appareils qui lui sont personnels. Pour chaque acide, il a examiné l'influence de l'intensité du courant et de la concentration de la solution sur la proportion relative des différents produits électrolytiques. Il a reconnu ainsi que, pour l'acide méthanoïque (formique), l'oxydation par l'oxygène électrolytique est d'autant plus faible que l'intensité est plus grande. Il a pu établir nettement la formation d'éthène et d'acétate de méthyle dans l'électrolyse de l'acide éthanoïque (acétique). Avant son travail, l'existence de ces produits semblait

douteuse. Pour l'acide propanoïque, la quantité d'oxygène dégagé diminue et celle de butane augmente quand on fait croître l'intensité. La diminution de la concentration entraîne une augmentation de la quantité d'oxygène et une diminution du butane. La quantité d'éthène formé augmente d'abord à mesure que la solution est plus étendue, puis passe par un maximum pour une concentration voisine de 14 0/0. Dans l'électrolyse de l'acide butanoïque (butyrique normal), il y a nettement formation d'hexane dont la proportion augmente avec l'intensité. A intensité constante, la production de carbures semble diminuer à mesure qu'on fait croître la dilution. Les résultats relatifs à l'acide méthyl-2-propanoïque (isobutyrique) sont analogues aux précédents : il y a formation de diméthylbutane au lieu d'hexane normal; la quantité de ce carbure augmente visiblement avec l'intensité; mais il y a toujours beaucoup moins de diméthylbutane formé dans la décomposition de l'acide isobutyrique que d'hexane normal dans la décomposition de l'acide butyrique.

L'étude des acides pentanoïques (méthyl-2-butanoïque ou isovalérianique, pentanoïque normal ou valérique, diméthylpropanoïque ou triméthylacétique) indique que la quantité de carbures formés augmente avec l'intensité du courant ou avec la dilution de la solution.

L'électrolyse des acides à fonction double, comme l'acide oxalique, fournit des carbures éthyléniques et des alcools, et, d'après l'auteur, ces composés proviendraient non pas de l'oxydation du radical $C^nH^{2n+1}COO$ qui se sépare à l'anode, mais de sa décomposition même.

En généralisant ce résultat, qui paraît très net pour les acides de la série oxalique, M. Petersen propose de remplacer la réaction V par les trois suivantes :

V. $2C^nH^{2n+1}COO = C^nH^{2n+1}COOH + C^nH^{2n} + CO^2$

VI. $C^nH^{2n} + H^2O = C^nH^{2n+1}OH$ } Secondaire

VII. $C^nH^{2n} + C^nH^{2n+1}COOH = C^nH^{2n+1}COOC^nH^{2n+1}$ } ou tertiaire.

Le travail de M. Petersen présente un intérêt spécial au point de vue de la polarisation des électrodes : on sait que la polarisation des électrodes de platine ou de mercure au contact des acides organiques est extrêmement complexe. Pour les petites forces électromotrices, la courbe représentant les variations de l'intensité du courant en fonction du temps présente des paliers successifs, indiquant l'existence d'une électrolyse de très courte durée. A chaque palier correspond

très probablement une réaction chimique dont il serait intéressant de préciser la nature.

E. Rothé.

M. MORITZ. — Ueber Elektrolyse durch semipermeable Membranen (Sur l'électrolyse à travers les membranes semiperméabies). — P. 513-528.

M. Moritz étudie la nature de la conductibilité des membranes semiperméables, en appliquant la méthode générale de compensation. Il conclut que cette conductibilité est purement électrolytique; les membranes se comportent comme des solutions électrolytiques sursaturées. Pourtant, quand l'électrolyse fonctionne depuis quelque temps, le phénomène se complique par suite de la formation de dépôts métalliques à l'intérieur de la membrane : c'est ce qui a pu faire croire à une conductibilité métallique.

E. Rothé.

George-A. HULETT. — Die Destillation von Amalgamen und die Reinigung des Quecksilbers (La distillation d'amalgames et la purification du mercure). — P. 611-621.

L'appareil distillatoire imaginé par l'auteur présente l'avantage de pouvoir être construit dans tous les laboratoires. Plusieurs auteurs pensent qu'il est à peu près impossible de purifier le mercure par distillation; d'après eux, les vapeurs de mercure entraîneraient toujours des vapeurs des autres métaux dont il serait très difficile de se débarrasser même après douze distillations successives. M. Hulett, au contraire, a obtenu, après une distillation unique, du mercure contenant moins de 1 partie de métal étranger dans 108 parties de mercure, à partir d'un amalgame de zinc à 5 0/0. Il arrive à ce résultat en produisant une évaporation régulière du mercure et en évitant les projections de gouttes de mercure; il en conclut que si, après distillation, le mercure contient encore des métaux étrangers, c'est que, par suite d'une ébullition trop vive, ces métaux ont été entraînés mécaniquement.

J'ai également obtenu, par distillation de mercure, préalablement traité par les acides (azotate de mercure acide, sulfurique, eau distillée), du mercure absolument pur, ou tout au moins dont les impuretés

étaient trop faibles pour pouvoir être décelées par la méthode sensible des piles de concentration. E. Rothé.

R. GAHL. — Studien zur Theorie der Dampfdrucke
(Etudes sur la théorie des tensions de vapeur). — P. 178-214.

Ce travail contient une méthode pour mesurer les très petites tensions partielles de vapeur; on peut mesurer des tensions partielles d'acide chlorhydrique inférieures à 0,001 millimètre de mercure en faisant passer dans l'eau pure une quantité déterminée d'air laissée quelque temps au contact de la dissolution; on dose ensuite l'acide chlorhydrique en mesurant la conductibilité électrique prise par l'eau. Comme la loi des gaz est applicable dans le cas de pressions aussi faibles, on a aussi la pression partielle de l'acide chlorhydrique dans la solution aqueuse.

L'auteur applique cette méthode à la mesure des tensions partielles de l'acide chlorhydrique dans ses solutions aqueuses et à l'étude de la dissociation de quelques chlorures.

E.-P. PERMAN et A.-S. ATKINSON. — Die Dampfdichte von Brom bei hohen Temperaturen (Densités de vapeur du brome aux températures élevées). — P. 215-223; 577-579.

L'un des auteurs a déjà montré que la densité de vapeur du brome est normale jusqu'à 279°. Les mesures actuelles sont faites entre 600 et 1050° au voisinage de la pression atmosphérique.

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Température ....... | 650° | 820° | 900° | 950° | 1015° | 1050° |
| Densité de vapeur... | 80 | 79,7 | 78,6 | 77,5 | 76,7 | 74,3 |

La densité de vapeur de brome est normale jusqu'à 750°; à partir de là commence une dissociation.

G.-A. HULETT. — Ueber Kalibrierung einer Glasröhre und einige Kompressibilitätskoëffizienten (Sur le calibrage d'un tube de verre et quelques coefficients de compressibilité). — P. 217-245.

Le coefficient de compressibilité de l'eau est :

| | |
|---|---|
| A 9°.................. | $4{,}53 \,.\, 10^{-5}$ |
| A 17°.................. | 4,46 |
| A 40°.................. | 4,19 |

Pour la paratoluidine (point de fusion 43°,7), la compressibilité est :

A 45° .................. $5{,}12.10^{-5}$

K. IKEDA. — **Einfache ableitung des van't Hoffschen gesetzes vom osmotischen Drucke (La loi de van't Hoff déduite simplement de la pression osmotique).** — P. 286-288.

Van't Hoff appuie sur les démonstrations thermodynamiques de van der Waals le principe de l'identité entre la pression osmotique et la pression d'un gaz. L'auteur donne une démonstration plus directe et plus simple de cette loi fondamentale en physicochimie. Il étudie d'abord le cas d'une paroi hémiperméable séparant un gaz A et un mélange gazeux de A et B (vessie mouillée entre Az et $AzH^3$) ; la force agissant sur la paroi hémiperméable sera égale à la pression partielle de B et indépendante de la concentration de A : $p = RTC$ (C = nombre de molécules B par unité de volume).

Une paroi qui est perméable pour une vapeur doit aussi être perméable pour le même corps à l'état liquide, parce que le liquide en contact avec la paroi envoie sa vapeur à travers cette paroi. Nous pouvons donc appliquer la démonstration précédente à la pression osmotique, qui n'est autre chose que la pression partielle du corps dissous, et la formule $p = RTC$ est applicable pour la pression osmotique d'une solution de gaz.

On peut maintenant lever la condition que B est un gaz, car tout corps solide ou liquide peut être considéré comme ayant théoriquement une tension de vapeur qui peut être infiniment petite.

L'auteur déduit de la loi de van't Hoff : 1° la loi d'absorption de Henry ; 2° la loi de partage dont la loi de Henry n'est qu'un cas particulier.

W.-B. HARDY. — Ueber den mechanismus der Erstarrung in umkerbaren Kolloidsystemen (Mécanisme de la solidification dans les systèmes colloïdaux réversibles). — P. 326-343. — Eine vorläufige Untersuchung der Bedingungen, welche die Stabilität von vicht umkerbaren Hydrosolen bestimmen (Recherches préliminaires sur les conditions qui déterminent la stabilité des hydrosols non réversibles). — P. 385-401.

D'une façon générale, les colloïdes se présentent sous trois états :

1° Comme mélanges liquides, à l'état de solutions colloïdales appelées *sols* par Graham (hydrosols pour les solutions aqueuses) ;

2° Comme mélanges solides de corps liquides et solides : ce sont les *gels* (hydrogels les produits aqueux) ;

3° Comme corps solides, par exemple la silice sèche.

Les colloïdes qui forment des hydrogels se classent en deux catégories bien distinctes, selon que le passage de l'hydrosol à l'hydrogel peut ou non être rendu réversible en inversant les conditions de transformation. La silice, les métaux, les sulfures et les oxydes métalliques donnent des hydrogels non réversibles. La gélatine, l'agar donnent des hydrogels réversibles.

I. *Colloïdes réversibles.* — L'hydrogel consiste en trois phases : une phase vapeur, une solution liquide (agar dans l'eau) et une solution solide (eau dans l'agar), séparées par une membrane courbe, perméable seulement à l'un des composants (eau). L'équilibre est déterminé par le potentiel chimique des composants dans les différentes phases, par deux pressions et par la température. La tension capillaire et l'énergie superficielle entre les phases liquides et solides interviennent comme variables.

II. *Colloïdes non réversibles.* — Le déplacement d'un hydrosol dans un champ électrique montre que les particules sont soit électropositives, soit électronégatives, suivant la nature du milieu ambiant ; il y a un point pour lequel les particules et le liquide ambiant sont isoélectriques : à mesure qu'on s'en approche, la stabilité de l'hydrosol diminue ; quand on l'atteint, il y a coagulation ou précipitation. Le pouvoir coagulant d'un sel est déterminé par la valeur d'un de ses ions : l'ion prévalant est négatif ou positif suivant que les particules colloïdales se déplacent dans le sens de la chute de potentiel ou en sens inverse ; l'ion coagulant a toujours le signe électrique opposé à celui de la particule.

Les hydrosols de cette catégorie sont formés par deux phases séparées par une couche d'épaisseur finie, extraordinairement grande par rapport à la particule centrale et qui possède une énergie chimique considérable. L'existence de cette couche explique les phénomènes catalytiques si marqués chez les colloïdes de cette nature.

V. ROTHMUND. — Die Aenderung der Löslichkeit durch Salze (Changement de solubilité par les sels). — P. 401-415.

LEONH. BRAUN. — Ueber die Absorption von Stickstoff und von Wasserstoff in wässerigen Lösungen verschieden dissocierter Stoffe (Absorption de l'azote et de l'oxygène dans les solutions aqueuses de différents corps dissociés). — P. 721-740.

L'addition d'un sel produit une diminution de la solubilité d'un non-électrolyte dans l'eau. Ce phénomène, contraire aux prévisions théoriques, a un grand intérêt pour la théorie des dissolutions.

Rothmund étudie l'influence des sels sur la solubilité d'un solide : la phénylthiocarbamide; les sels qui diminuent le plus la solubilité étant ceux qui forment facilement des hydrates, il est probable que ce changement est dû à une modification produite par les ions dans les liaisons de l'eau.

L. Braun étudie la solubilité de l'azote et de l'hydrogène dans l'eau pure et dans les dissolutions d'urée, d'acide propionique, de chlorure de sodium, de chlorure de baryum. Pour les deux derniers corps, qui sont des électrolytes, la concentration moléculaire du gaz n'est pas la même que dans l'eau pure ; l'abaissement du coefficient d'absorption est proportionnel à la puissance $\frac{2}{3}$ de la concentration moléculaire, conformément à une loi empirique de Jahn.

H. DANNEEL. — Chemische Kinetik und freie Energie der Reaktion

$$2HI + 2Ag \rightleftarrows 2AgI + H^2.$$

(Cinétique chimique et énergie libre de la réaction $2HI + 2Ag \rightleftarrows 2AgI + H^2$). — P. 415-444.

Dans une solution 0,1 normale d'acide iodhydrique, l'argent se transforme en iodure et dégage de l'hydrogène; inversement l'hydrogène, passant dans l'eau où flotte de l'iodure d'argent, donne de l'acide iodhydrique et met l'argent en liberté. L'auteur étudie expérimentalement ces deux réactions inverses.

Les vitesses de réactions satisfont aux lois des masses; l'équilibre a lieu quand la concentration de l'acide iodhydrique est 0,043 normale; la solubilité de l'iodure d'argent est $0,567 \cdot 10^{-8}$ normale.

G. BAKKER. — Zur Theorie der Kapillarität (Sur la théorie de la capillarité). P. 477-500.

La constante capillaire H de Laplace s'introduit de deux façons différentes : dans les tubes capillaires, elle se présente comme une force exercée par un segment liquide sur une autre partie du liquide ; dans les lames liquides, elle a le caractère d'une tension comme dans la théorie de l'élasticité. Une théorie complète doit expliquer l'identité de ces deux conceptions. L'auteur se propose de chercher la fonction potentielle des forces capillaires la plus simple ; il montre que la fonction capillaire de van der Waals, $\psi(r) = -f \frac{e^{-qz}}{r}$, satisfait à toutes les exigences de la théorie de la capillarité.

L'identité des deux interprétations de H est encore démontrée sans faire choix d'une fonction potentielle ; de cette démonstration résulte enfin que la tension superficielle capillaire est liée à une différence entre les tensions parallèles et perpendiculaires à la surface de la couche liquide.

HANS JAHN. — Ueber den Dissociationsgrad und das Dissociationsgleichgewicht stark dissocierter Elektrolyte (Sur le degré et l'équilibre de dissociation des électrolytes fortement dissociés). — P. 545-577.

On sait que la loi de dilution d'Ostwald, basée sur l'application de la loi des masses actives à la dissociation d'un sel en ions, ne s'applique pas du tout aux électrolytes fortement dissociés, sels acides ou bases. Quelle est l'hypothèse inexacte dans ce cas? Jahn reprend la théorie de la conductibilité électrolytique en admettant simplement qu'il existe des ions libres électrostatiquement chargés et que ces ions libres prennent seuls part au transport de l'électricité. Il en déduit très simplement, sans autre hypothèse, que la conductibilité moléculaire $\lambda$ est

$$\lambda = \nu \varepsilon C_k (U + V)$$

($\nu$, valence du cation ; $C_k$, sa concentration ; $\varepsilon$, charge électrostatique d'une valence U ; et V, vitesses respectives du cation et de l'anion sous l'influence d'une chute de potentiel égale à 1).

C'est la loi de Kohlrausch, qui se présente ainsi comme une con-

séquence rigoureuse de la théorie de la dissociation électrolytique. Si $C_0$ est la concentration totale de l'électrolyte dissous, $\alpha = \frac{C_k}{C_0}$ est le degré de dissociation, et la conductibilité moléculaire est :

$$\mu = \frac{\lambda}{C_0} = \varepsilon\nu\alpha\,(U + V).$$

Pour des solutions infiniment diluées, $\alpha = 1$ et $\mu_\infty = \nu\varepsilon\,(U_\infty + V_\infty)$. Arrhénius a admis que U et V sont indépendants de la concentration, en sorte que $\mu = \alpha\mu_\infty$, c'est-à-dire le degré de dissociation est égal au quotient de la conductibilité moléculaire actuelle par la conductibilité limite correspondant à une dilution infinie. Cette hypothèse d'Arrhénius n'est pas fondée sur des résultats expérimentaux : les recherches expérimentales sur la vitesse de transport des ions montrent que les nombres de transport de Hittorf $n_k = \frac{U}{U+V}$ sont à peu près indépendants de la concentration, mais on peut seulement en conclure que le rapport $\frac{U}{V}$ est indépendant de la concentration, non pas que U et V sont séparément des constantes.

On peut contrôler l'hypothèse d'Arrhénius de la façon suivante. En portant la valeur de $n_k$ dans l'expression de la conductibilité, on a :

$$UC_k = \frac{\lambda n_k}{\nu\,.\,\varepsilon};\ \text{ou avec les unités pratiques} = 1{,}0358\,.\,\frac{n_k\,.\,a}{\nu}\,.\,10^{-2}.$$

On peut ainsi calculer $UC_k$ si on connaît le nombre de transport $n_k$ et la conductibilité spécifique $a$ en inverses d'ohms ; on détermine $U_1C_1$, $U_2C_2$, ..., $U_nC_n$ pour différentes dilutions d'un même électrolyte ; on en fait les rapports :

$$\frac{U_1C_1}{U_nC_n},\quad \frac{U_2C_2}{U_nC_n}\ldots$$

D'autre part, en formant des piles de concentration avec les solutions 1, 2, ..., et la solution $n$, on peut calculer les rapports $\frac{C}{C_n}$ par la formule de Nernst :

$$E = \frac{RT}{\nu\varepsilon}\,.\,\frac{V\left(1 + \frac{\nu}{\nu'}\right)}{U + V}\,\text{Log}\,\frac{C}{C_n} \qquad \text{ou} \qquad E = \frac{RT}{\nu\varepsilon}\,\frac{U\left(1 + \frac{\nu}{\nu'}\right)}{U + V}\,\text{Log}\,\frac{C}{C_n},$$

suivant que l'électrode est réversible par rapport au cation de valence ν ou par rapport à l'anion de valence ν'.

Connaissant ainsi $\frac{UC}{U_n C_n}$ et $\frac{C}{C_n}$, on calculera les rapports $\frac{U}{U_n}$ qui devraient être égaux à 1 si l'hypothèse d'Arrhenius était exacte.

Jahn a entrepris avec ses élèves les nombreuses déterminations que nécessite cette méthode de contrôle; il a étudié des solutions de chlorure de potassium, d'acide chlorhydrique et de chlorure de sodium entre les concentrations $\frac{1}{30}$ et $\frac{1}{600}$ normales : les rapports $\frac{U}{U_n}$ ($n = 600$) sont toujours différents de 1 et décroissent d'une façon régulière à mesure que la dilution augmente.

Ainsi les vitesses de transport des ions ne sont pas indépendantes de la concentration; par suite il est impossible d'obtenir par la conductibilité le degré de dissociation $\mu$ d'un électrolyte dissous. Les erreurs seront faibles tant que la concentration des ions libres est faible, par conséquent pour les électrolytes faiblement dissociés en solution moyennement diluée ou pour les électrolytes plus fortement dissociés en solutions très étendues. Ceci explique pourquoi la loi d'Ostwald, $\frac{b^2}{V(1-b)} = \text{constante}\left(b = \frac{\mu}{\mu_\infty}\right)$, s'applique très bien aux solutions faiblement dissociées, tandis qu'elle échoue pour les électrolytes fortement dissociés. Pour ceux-ci la loi des masses actives doit s'écrire $\frac{C^2}{C_0 - C} = \text{const}$ : les valeurs déduites des chaînes de concentration vérifient cette loi avec une approximation suffisante dans le cas de solutions diluées, les seules auxquelles soit applicable la formule de Nernst.

W. FOOTE. — Ueber die physikalisch-chemischen Beziehungen zwischen Aragonit und Calcit (Sur les relations physicochimiques entre l'aragonite et la calcite). — P. 740-760.

On sait que, de deux formes allotropiques d'un corps, la moins stable est toujours la plus soluble dans n'importe quel dissolvant (van't Hoff, *Vorlesungen*, II, p. 126). L'auteur étudie la solubilité de l'aragonite et de la calcite dans des solutions aqueuses : 1° d'oxalate de potasse; 2° de gaz carbonique. Dans les deux cas, jusqu'à 59°, l'aragonite est plus soluble et par suite plus instable que la calcite. Les courbes

de solubilité permettent de calculer une valeur approchée de la chaleur de transformation par la formule de van't Hoff : on trouve pour la transformation de 1 molécule d'aragonite en 1 molécule de calcite : $Q = + 0^{cal},39$.

J. GUINCHANT.

T. XXXIV.

E. COHEN. — Zur thermodynamik der Normalelemente (Sur la Thermodynamique des éléments normaux). — I, p. 62-69 ; II, p. 612-621.

La formule de Gibbs-Helmholtz, $E = \frac{E_c}{n\varepsilon_0} + T \frac{dE}{dT}$, établit une relation entre l'énergie électrique, l'énergie chimique et le coefficient de température d'une chaîne réversible. Connaissant E et $\frac{dE}{dT}$, on peut calculer $E_c$ et par là reconnaître la nature des phénomènes chimiques qui s'accomplissent dans la chaîne.

L'auteur applique cette formule à l'élément Clark et à l'élément Weston.

I. Dans l'élément Clark il y a :

1° Transformation du zinc et du sulfate de mercure en mercure et sulfate de zinc $ZnSO^4$ ;

2° Formation de l'hydrate à $7H^2O$ au-dessous, à $6H^2O$ au-dessus de 39° ; cet hydrate se sépare dans la solution saturée.

II. Dans l'élément Weston, on doit distinguer les réactions suivantes :

1° Appauvrissement de l'amalgame ;

2° Transformation du cadmium et du sulfate de mercure en mercure et sulfate de cadmium $CdSO^4$ ;

3° Formation de l'hydrate $CdSO^4 \frac{8}{3} H^2O$ aux dépens de l'eau de la solution saturée, puis précipitation de cet hydrate.

L'auteur mesure directement, par la calorimétrie, les quantités d'énergie chimique mises en jeu dans ces différentes transformations et trouve un excellent accord avec la formule de Gibbs-Helmholtz.

E. COHEN. — Die vermeintliche Identität des roten und gelben Quecksilberoxyds (La prétendue identité des oxydes de mercure rouge et jaune). — P. 69-80.

Un couple :

Hg | HgO rouge, potasse, HgO jaune | Hg,

a une f. é. m. de $0^v,000685$ à 25°, de $0^v,000773$ à 35°.

Les deux oxydes seraient donc différents et la chaleur de transformation serait de — 8,82 calories.

W. OSTWALD. — Ueber die vermeintliche Isomerie des roten und gelben Quecksilberoxyds und die Oberflächenspannung fester Körper (Sur la prétendue isomérie des oxydes de mercure rouge et jaune et sur la tension superficielle des corps solides). — P. 495-504.

Ostwald avait déduit des mesures de Varet et de Th. Mark que les deux variétés d'oxyde de mercure ne diffèrent que par la grosseur des grains. Les mesures de Cohen ne sont nullement contradictoires avec cette hypothèse, car la théorie de Gibbs permet de prévoir qu'un corps doit être d'autant plus soluble qu'il est plus finement pulvérisé, de même que les gouttes liquides ont une tension de vapeur d'autant plus grande qu'elles sont plus petites. L'oxyde jaune, plus fin que l'oxyde rouge, est en effet plus soluble; en pulvérisant finement l'oxyde rouge, on atteint et même dépasse la solubilité de l'oxyde jaune.

Ostwald étudie la solubilité d'un certain nombre de corps dans l'eau pour rechercher si la concentration de solutions saturées dépend de la grosseur des grains; il trouve que la pulvérisation augmente toujours la solubilité dans un rapport variant de 0,5 à 3 0/0 selon la nature du sel.

Enfin la tension superficielle entre le corps solide à dissoudre et le dissolvant est liée aux rayons $r_1$, $r_2$ des grains supposés sphériques et aux solubilités correspondantes $c_1$, $c_2$ par la relation :

$$\gamma = \frac{RT}{3\varphi\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)} \log \frac{c_2}{c_1},$$

$\varphi$ étant le volume moléculaire du corps solide.

Otto SCHÖNROCK. — Ueber die Abhängigkeit der spezifischen Drehung des Zuckers von der Temperatur (Relation entre la rotation spécifique du sucre et la température). — P. 87-108.

La rotation en degrés d'angle est liée à la température par la relation :

$$[\alpha]_t^D = \alpha_D^{20} [1 - 0{,}000217 (t - 20)].$$

G. BAKKER. — Bemerkung zur thermodynamischen Theorie der Kapillarität von van der Waals (Observations sur la théorie thermodynamique de la capillarité donnée par van der Waals). — P. 168-179.

Van der Waals exprime par un développement en série l'énergie de l'unité de masse en un point de la couche capillaire ; il néglige les termes à partir du second pour discuter les changements de densité et l'énergie capillaire. D'autre part il admet à la fin de son mémoire que la fonction potentielle des forces capillaires est de la forme $-f\frac{e^{-\frac{x}{\lambda}}}{x}$.

L'auteur montre que ces deux méthodes sont incompatibles, car on en déduit pour la constante de Laplace $H = 0$. Il reprend les calculs en partant d'une fonction nouvelle : la pression thermique.

E. COHEN. — Theorie de Umwandlungselemente dritter Art (Théorie des éléments de transformation de troisième espèce). — P. 179-187.

Dans l'élément Clark, il se produit à 39° un changement dans l'état d'hydratation du sulfate de zinc ($ZnSO^4,7H^2O$ en $ZnSO^4,6H^2O$). Cette transformation est accompagnée d'une variation de 0,50 millivolt dans la f. é. m. de l'élément. L'auteur détermine calorimétriquement les constantes qui permettent de calculer cette variation ; il trouve en effet 0,52 millivolt.

W. OSTWALD. — Ueber Oxydationen mittels freien Sauerstoffs (Sur les oxydations par l'oxygène libre). — P. 248-253.

Observations à l'appui de la loi générale déjà annoncée par Ostwald : la formation de produits intermédiaires instables ne doit pas être considérée comme une anomalie, mais comme une règle tout à fait

générale. Dans les phénomènes chimiques, les produits qui prennent naissance les premiers sont, non pas les plus stables, mais les plus instables parmi ceux qui sont possibles dans les conditions de l'expérience.

BAKHUIS ROOZEBOM. — Eisen und Stahl vom Stanpunkte der Phasenlehre (Fer et acier au point de vue de la théorie des phases). — P. 437-488.

Les fontes contenant 0 à 2 0/0 de carbone se solidifient en cristaux mixtes homogènes appartenant à la modification du fer stable au-dessus de 890°, le fer $\gamma$ ; elles forment la *martensite*. Les fontes de 2 à 4,3 0/0 se solidifient en une superposition de cristaux mixtes entre lesquels s'intercale un alliage eutectique composé de cristaux mixtes et de graphite dont la teneur globale en carbone est 4,3 0/0.

Les fontes à plus de 4,3 0/0 se solidifient en donnant une superposition de cristaux de graphite avec l'alliage eutectique interposé.

Les alliages à plus de 2 0/0 de carbone rejettent un peu de carbone entre 1130 et 1000°. A 1000° se produit une transformation qui donne naissance au carbure de fer $Fe^3C$ ou *cémentite*, à partir de la martensite et du graphite. Tant que la teneur totale en carbone reste au-dessous de 6,6 0/0, on a ainsi un conglomérat de martensite et de cémentite.

La formation de cémentite progresse peu à peu entre 1000 et 690°, tandis que les cristaux de martensite s'appauvrissent en carbure jusqu'à 0,85 0/0. Ils disparaissent à 600° en se dédoublant en cémentite et fer $\alpha$ ou ferrite stable au-dessous de 770°.

On rencontre des écarts à cette marche normale des transformations, mais ils sont toujours causés par des différences dans la vitesse de refroidissement.

Dans les alliages de 0 à 0,35 0/0, il se produit une séparation graduelle de fer $\beta$ entre 870 et 770°, puis à 770° une transformation complète du fer $\beta$ en fer $\alpha$ aux dépens des cristaux mixtes qui subsistaient à 770°. Dans les alliages de 0,35 à 0,85 0/0, la séparation de fer $\alpha$ ne se produit qu'à 770-690°. Dans tous les alliages de 0 à 0,85 0/0, il se produit à 690° la transformation des cristaux mixtes restant de martensite en ferrite et cémentite. Le conglomérat de ces deux couples contenant 0,85 0/0 de carbure est la *perlite*.

On a encore décrit plusieurs autres éléments constitutifs des fontes et aciers : la sorbite, la troostite, l'austénite. L'auteur ne trouve pas

de raisons plausibles pour leur assigner une place dans le système, sauf peut-être pour l'austénite, composé à 1,5 0/0 de carbone environ, qui se présente fréquemment à côté de la martensite dans certaines variétés d'aciers fortement refroidis. L'*austénite* serait constituée par des cristaux mixtes qui se séparent par refroidissement lent en martensite et cémentite.

A. GOCKEL. — Ueber die Beziehungen zwischen Polarisation und Stromdichte in festen and geschmolzenen Salzen (Sur les relations entre la polarisation et l'intensité du courant dans les sels solides et fondus). — P. 529-559.

L'auteur mesure la f. é. m. de polarisation de quelques sels ($PbI^2$, AgI, $CdI^2$, $PbBr^2$, $PbCl^2$, $HgI^2$, $BiBr^3$) au-dessous et au-dessus du point de solidification.

La polarisation dans les électrolytes solides ou fondus est aussi complexe que la polarisation dans les électrolytes dissous; il peut y avoir action chimique des produits de l'électrolyse sur les électrodes ou sur l'électrolyte, absorption des gaz dans les électrodes, solution ou diffusion dans l'électrolyte. Dans les cas simples, les valeurs $p$ de la polarisation concordent avec la formule de Planck, $p = a + \gamma \log i$. Pour les densités du courant élevées et les températures très supérieures au point de fusion de l'électrolyte, les valeurs de la polarisation convergent vers un maximum et la courbe logarithmique doit être remplacée par une hyperbole.

E. COHEN. — Die Metastibilität des Weston-Kadmiumelements und dessen Unbrauchbarkeit als Normalelement (La métastabilité de l'élément Weston au cadmium et l'impossibilité de son emploi comme élément normal). — P. 621-632.

L'élément Weston au cadmium est un système métastable au-dessous de 23°; il peut se transformer spontanément en un système stable. Comme cette transformation est accompagnée d'un changement notable de la f. é m., cet élément est inutilisable comme étalon.

A. DE HEMPTINNE. — Beeinflusst der Magnetismus chemische Reaktionen? (Le magnétisme a-t-il une influence sur les réactions chimiques?) — P. 669-683.

Si la théorie fait prévoir une influence du magnétisme sur l'équi-

libre chimique et la vitesse de réaction, cette influence est pratiquement trop minime pour pouvoir être observée.

E. BOSE. — Untersuchungen über die elektromotorische Wirksamkeit der elementare Gase (Recherches sur l'activité électrochimique des gaz élémentaires). — P. 701-761.

Étude sur la pile à gaz de Growe. Les gaz dissous dans le métal doivent être considérés comme entièrement ou partiellement dissociés en atomes simples, grâce au grand pouvoir dissociant des métaux. Les ions ainsi formés dans les électrodes sont la cause de l'activité électromotrice du couple.

La théorie osmotique de Nernst, appliquée par Ostwald aux chaînes gazeuses, permet encore de trouver la relation entre la f. é. m. et la pression de l'élément.

La pile à gaz de Growe est réversible ; mais la formation d'eau a lieu à l'électrode oxygène quand l'électrolyte est acide, à l'électrode hydrogène quand l'électrolyte est alcalin.

J. GUINCHANT.

F. KOHLRAUSCH. — Modell zur Ionenbewegung (Modèle de démonstration pour le mouvement des ions). — P. 559-561.

M. F. Kohlrausch décrit un dispositif permettant de montrer à un auditoire dans quel rapport varient les vitesses de déplacement des différents ions. Ceux-ci sont figurés par des cylindres métalliques dont les masses sont proportionnelles à celles des ions-grammes correspondants. Ces cylindres sont suspendus verticalement par des fils qui s'enroulent sur un système de poulies solidaires l'une de l'autre. En faisant tourner ces poulies, on communique aux cylindres des déplacements verticaux proportionnels aux vitesses des ions correspondants. L'auteur indique tous les détails de construction et donne les longueurs des diamètres de différentes poulies.

E. ROTHÉ.

## PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY;

### T. LXXII.

P.-V. BEVAN. — The Combination of Hydrogen and Chlorine under the influence of Light (Combinaison de l'hydrogène et du chlore sous l'influence de la lumière). — P. 5-7.

Le premier point étudié fut l'expansion initiale ou « effet Draper », qui a lieu lorsque la lumière tombe sur un mélange d'hydrogène et de chlore. L'auteur a constaté que cette expansion est due à la chaleur dégagée par la combinaison du chlore et de l'hydrogène pour former l'acide chlorhydrique. L'effet calorifique était mesuré par la variation de résistance d'un fil de platine scellé dans le récipient où se faisait la combinaison.

L'auteur examine ensuite la « période d'induction » de Bunsen et Roscoe et les effets produits par les variations d'intensité de la lumière sur la vitesse de réaction.

Il fit également un certain nombre d'expériences sur l'effet de l'insolation du chlore avant sa combinaison avec l'hydrogène et confirma l'observation de Draper, à savoir que la combinaison a lieu plus facilement avec le chlore insolé. L'effet de l'insolation s'annule lorsqu'on fait barboter le chlore dans l'eau.

M. Bevan a cherché à démontrer l'existence de composés intermédiaires sur la nature desquels il ne se prononce d'ailleurs pas. A cet effet, les gaz furent soumis à une détente brusque produisant la sursaturation. Lorsque les gaz sont privés de poussières, il y a formation d'un noyau de condensation après insolation, comme le montre l'apparition d'un nuage à la détente. Dans le mélange gazeux non insolé, on n'observe aucun noyau de condensation avec la lumière jaune. Le nuage ne se produit que dans le chlore et dans le mélange de chlore et d'hydrogène ; le nuage apparaît avant la formation de l'acide chlorhydrique.

L'existence de ces composés intermédiaires permettrait d'expliquer les différentes phases de la réaction, et cette explication peut être étendue à d'autres phénomènes semblables dans lesquels intervient un catalyseur.

A. GRAY, W. STEWART, R. HOUSTOUN et M. QUISTAIN. — On the Radiation of Helium and Mercury in a magnetic Field (Sur la radiation de l'hélium et du mercure dans un champ magnétique). — P. 16-21.

Les expériences ont eu pour principal objet de vérifier pour différentes substances le rapport de $d\lambda$ à $\mathcal{H}$ ($d\lambda$ étant la variation de la longueur d'onde pour chacune des composantes en lesquelles est résolue une raie spectrale simple par l'application d'un champ magnétique $\mathcal{H}$) et de déduire de ce rapport la valeur $\frac{e}{m}$ de la charge à la masse de l'électron. L'électro-aimant employé, construit spécialement pour ces recherches, donnait un champ très intense. Le spectroscope était un spectroscope à échelons de Michelson comprenant 26 lames et construit par Hilger à Londres.

Les lectures étaient faites au moyen d'un micromètre oculaire adapté à la lunette d'observation. Les premières déterminations furent faites à angle droit du champ magnétique sur plusieurs raies de l'hélium et sur la raie verte du mercure. On déduit $\frac{d\lambda}{\mathcal{H}}$ et $\frac{e}{m}$ de la formule

$$\frac{e}{m} = 2\pi v \cdot \frac{d\lambda}{\mathcal{H}\lambda^2},$$

dans laquelle $v$ désigne la vitesse de la lumière.

Dans chaque cas, le triplet normal fut obtenu et la séparation entre les composantes extrêmes fut trouvée proportionnelle à $\mathcal{H}$ jusqu'à 10000 gauss. Pour des champs supérieurs, la lumière devient si faible, avec tous les tubes employés, que les lectures sont impossibles.

Le tableau suivant résume les résultats :

| Substances | $\lambda$ $10^{-10}$ cm. | $\frac{d\lambda}{\mathcal{H}}$ | $\frac{d\lambda}{\mathcal{H}\lambda^2}$ | $\frac{e}{m}$ |
|---|---|---|---|---|
| Hélium .... | 5016 (verte) | $1,61 \times 10^{-5}$ | $6,41 \times 10^{-5}$ | $12,1 \times 10^6$ |
| — .... | 5876 (jaune) | $2,07 \times 10^{-5}$ | $6,00 \times 10^{-5}$ | $11,3 \times 10^6$ |
| — .... | 6678 (rouge) | $2,90 \times 10^{-5}$ | $6,49 \times 10^{-5}$ | $12,2 \times 10^6$ |
| Mercure ... | 5461 (verte) | $2,12 \times 10^{-5}$ | $7,12 \times 10^{-5}$ | $13,4 \times 10^6$ |

Pour le mercure, on a pu aller jusqu'à 13000 gauss. La composante centrale du triplet normal fut dédoublée, et chacune des composantes extrêmes était elle-même triplée. La polarisation de ces deux

triplets et celle du doublet central était la même que la polarisation des raies du triplet normal dont elles dérivent.

Pour des champs supérieurs à 13000 gauss, la faible raie adjacente à la raie jaune $D_3$ de l'hélium n'était pas triplée, mais seulement doublée.

Les raies précédentes furent également observées dans la direction des lignes de force du champ, l'un des pôles de l'électro-aimant étant percé d'un trou central de 1 centimètre de diamètre environ.

Voici les résultats obtenus :

| Substances | $\lambda$ | $\frac{d\lambda}{\mathcal{H}}$ | $\frac{d\lambda}{\mathcal{H}\lambda^2}$ | $\frac{e}{m}$ |
|---|---|---|---|---|
| Hélium ....... | 5016 | $1,75 \times 10^{-5}$ | $6,95 \times 10^{-5}$ | $13,1 \times 10^6$ |
| — ....... | 5876 | $2,24 \times 10^{-5}$ | $6,50 \times 10^{-5}$ | $12,3 \times 10^6$ |
| — ....... | 6678 | $3,13 \times 10^{-5}$ | $7,01 \times 10^{-5}$ | $13,2 \times 10^6$ |
| Mercure ...... | 5461 | $1,88 \times 10^{-5}$ | $6,31 \times 10^{-5}$ | $12,0 \times 10^6$ |

Pour la raie verte de mercure, les auteurs avaient remarqué antérieurement (comme l'avait d'ailleurs observé Zeeman) (1) que cette raie semble accompagnée de 3 raies plus faibles du côté du violet et de 2 autres du côté du rouge.

Les valeurs de $d\lambda$ pour les 3 premières sont — 0,208, — 0,096, — 0,059, et pour les 2 autres + 0,032 et + 0,067. Ces valeurs ne concordent pas avec celles qui ont été données par MM. Pérot et Fabry (2) ; mais ces divergences peuvent s'expliquer par la complexité de ce système de raies, qui n'apparaît que dans des conditions particulières de la décharge.

MM. Runge et Paschen (3) ont décomposé la raie de mercure en 3 triplets, tandis que les auteurs n'ont pu que dédoubler la raie centrale. Cela tient à la plus grande perfection de l'appareil de Runge et Paschen.

LORD RAYLEIGH. — On the Bending of Waves round a spherical Obstacle (Diffraction des ondes par un obstacle sphérique). — P. 40-42.

H. POINCARÉ. — Sur la diffraction des ondes électriques : à propos d'un article de M. Macdonald. — P. 42-52.

---

(1) *Astrophys. Journ.*, t. XV, p. 220 ; 1902.
(2) *Comptes Rendus*, t. LXVI, p. 409 ; 1898.
(3) *Astrophys. Journal*, t. XV, p. 235 ; 1902.

**H.-M. MACDONALD. — The Bending of electric Waves round a conducting Obstacle : amended Result (Diffraction des ondes électriques par un obstacle conducteur : résultat corrigé). — P. 59-68.**

Dans un mémoire paru aux *Proceedings* (1), M. Macdonald a donné une étude théorique de la diffraction des ondes électriques sur un obstacle conducteur qui lui permettait d'expliquer comment M. Marconi avait pu réussir à envoyer des signaux de télégraphie sans fil à des distances qui représentent des arcs considérables de la circonférence terrestre. Lord Rayleigh et M. Poincaré font remarquer que les conclusions de M. Macdonald relatives à la diffraction qui aurait lieu sans production d'une ombre sensible ne concordent pas avec les résultats connus dans le cas de la lumière. Si ces conclusions étaient acceptées sans restriction, on arriverait à cette conséquence « qu'il fait jour pendant toute la nuit ».

Au point de vue mathématique, les résultats de M. Macdonald dépendent de l'hypothèse que les fonctions sphériques entrant dans l'expression du potentiel satisfont à une condition de la forme

$$\frac{dW}{d\tau} = ikW.$$

Ceci est vrai dans le cas des fonctions sphériques d'ordre peu élevé ; mais, à moins que la série qui exprime le potentiel soit uniformément convergente, la solution doit comprendre des fonctions d'ordre élevé pour lesquelles la condition précédente n'est pas réalisée.

Au moyen de certaines corrections, M. Macdonald donne une solution du problème qui se trouve à l'abri des objections précédentes.

**J.-W. MALLET. — On the Structure of gold Leaf and the Absorption Spectrum of Gold (Sur la structure des feuilles d'or et le spectre d'absorption de l'or). — P. 68.**

L'auteur appelle l'attention sur de nombreuses raies noires irrégulièrement distribuées que l'on aperçoit dans une feuille d'or examinée par transmission au microscope. Ces raies proviennent de la présence de petits filaments de métal, sans relation avec sa structure

(1) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LXXI, p. 25 ; — et *J. de Phys.*, ce volume, p. 813.

cristalline, et produits, dans le battage de l'or, par l'extension, le long des lignes de faible résistance, des membranes animales entre lesquelles la feuille d'or est placée. Il se développe ainsi de petites rides dans lesquelles le métal mou est comprimé.

L'auteur a examiné le spectre d'absorption — dans les régions visible, ultra-violette et infra-rouge — de l'or métallique très divisé que l'on obtient dans le verre doré ou par la réduction de solutions très diluées de ses sels.

W. CROOKES et J. DEWAR. — Note on the Effect of extreme Cold on the Emanations of Radium (Note sur l'effet du froid extrême sur les émanations du radium). — P. 69-71.

Les auteurs ont recherché, en premier lieu, si les scintillations produites par le radium sur un écran au sulfure de zinc étaient affectées par le froid. A cet effet un spinthariscope fut plongé dans l'air liquide. On vit les scintillations s'affaiblir, puis disparaître. Cette disparition peut être due à la présence du liquide, à la perte de sensibilité de l'écran ou enfin à ce que le radium cesse d'émettre des ions positifs.

Les auteurs construisirent alors deux tubes dans lesquels on pouvait refroidir séparément soit le radium, soit l'écran au sulfure de zinc.

Lorsque le sel de radium est refroidi par l'air liquide, l'écran au sulfure restant à la température ordinaire, la scintillation est aussi intense que lorsque le sel de radium est à la température ordinaire. Mais, lorsque l'écran est refroidi seul, les scintillations diminuent et finissent par disparaître. Elles réapparaissent quand on laisse la température s'élever. Dans une troisième expérience, un spinthariscope fut scellé dans un tube de verre renfermant un peu de vapeur d'eau saturée. Dans ces conditions, les scintillations sont nettement visibles. La partie inférieure du tube de verre est alors plongée dans l'air liquide qui condense instantanément la vapeur d'eau et produit un vide excellent. Les scintillations augmentent d'éclat. En refroidissant avec de l'hydrogène liquide, l'effet est aussi marqué. Par conséquent les vides les plus parfaits que l'on puisse obtenir par l'action du froid ne diminuent pas les scintillations.

MM. Crookes et Dewar ont vérifié également que l'action ionisante du bromure de radium se maintient même quand ce sel est enfermé

dans un tube de verre dans lequel on a fait un vide aussi parfait que possible au moyen d'une pompe à mercure, pendant qu'on le chauffait à la température la plus élevée que puisse supporter le verre. Le tube de verre, une fois scellé, est plongé dans l'hydrogène liquide, et l'on constate qu'il agit nettement sur l'électroscope à une distance de quelques pieds. L'action sur l'électroscope est encore visible lorsque le récipient contenant l'hydrogène liquide et le tube à radium est lui-même plongé dans un récipient plus large contenant de l'air liquide.

Les auteurs ont enfin réalisé l'expérience suivante relative à la condensation de l'émanation :

Une ampoule de verre contenant une petite quantité de sel de radium communique avec un tube recourbé en forme d'U dont l'une des extrémités est remplie d'amiante pure et comprimée, tandis que l'autre est prolongée par un tube très capillaire. Cet appareil est chauffé pendant qu'on y fait le vide, puis scellé à la lampe. Dans l'obscurité, on n'aperçoit la phosphorescence que sur le sel de radium lui-même. Le tube capillaire est alors plongé dans l'air liquide. Après vingt-quatre heures, on aperçoit une phosphorescence très nette du tube capillaire due sans aucun doute à l'émanation condensée. L'éclat est d'autant plus marqué que l'opération dure plus longtemps. Les auteurs se proposent de continuer cette opération pendant un laps de temps très long et de séparer ensuite le tube capillaire afin d'examiner attentivement le produit condensé.

**E.-P. PERMAN. — The Evaporation of Water in a Current of Air (Évaporation de l'eau dans un courant d'air). — P. 72-83.**

L'air est aspiré en un courant lent à travers quatre flacons laveurs placés dans un thermostat et renfermant de l'eau distillée dans laquelle l'air se sature de vapeur d'eau. Cette vapeur est ensuite absorbée par l'acide sulfurique concentré.

En supposant que la tension de la vapeur d'eau est la même, qu'il y ait ou non de l'air ou tout autre gaz, que la pression partielle de chaque constituant du mélange gazeux est la même que s'il occupait seul le volume total (lois de Dalton) et enfin que la densité de la vapeur d'eau saturée est normale, la tension de la vapeur peut être calculée par la relation :

$$\frac{\text{Tension de la vapeur d'eau}}{\text{Pression totale}} = \frac{\text{Volume de la vapeur d'eau}}{\text{Volume total}}.$$

Les tensions *p* de la vapeur d'eau saturée pour les différentes températures *t* furent, en prenant les moyennes des différentes observations :

| *t* | *p* | *t* | *p* |
|---|---|---|---|
| 20° C. | 17mm,61 | 60° | 148mm,94 |
| 30° | 31 ,88 | 70° | 233 ,98 |
| 40°,66 | 57 ,34 | 80°,10 | 357 ,1 |
| 50° | 92 ,39 | 90° | 526 ,3 |

L'accord de ces valeurs avec celles qui furent trouvées directement par d'autres procédés montre que les hypothèses qui servent de base au calcul sont exactes.

E.-C.-C. BALY. — The Spectra of Neon, Krypton, and Xenon (Les spectres du néon, du crypton et du xénon). — P. 84-87.

Les gaz furent illuminés par les décharges d'une bobine d'induction passant à travers des tubes à vide munis d'électrodes d'aluminium et de fenêtres de quartz. Les mesures furent effectuées sur des photographies obtenues avec un réseau concave de Rowland de 10 pieds de rayon et ayant 14438 traits par pouce. Les spectres des trois premiers ordres furent utilisés et, d'après les coïncidences obtenues dans les différents spectres, l'erreur probable est moindre que ± 0,03 U. A.

Les expériences ont présenté des difficultés particulières dues à ce que les électrodes d'aluminium absorbent rapidement les gaz et se volatilisent promptement en s'échauffant beaucoup, surtout lorsque les gaz sont purs. D'autre part, il était très difficile d'obtenir des gaz purs, attendu qu'une certaine quantité d'hydrogène se dégage constamment aux électrodes.

L'auteur a constaté que le néon ne possède qu'un spectre, tandis que le crypton et le xénon en possèdent deux, suivant qu'on opère avec ou sans bouteille de Leyde. Les deux spectres sont formés de raies brillantes, et celui qu'on obtient avec une bouteille de Leyde est plus complexe que l'autre, comme cela a lieu pour l'argon. M. Baly a mesuré en tout :

164 raies pour le néon
74 — — crypton I
700 — — crypton II
90 — — xénon I
1370 — — xénon II

Il donne, dans son mémoire, les longueurs d'onde des raies les plus intenses comprises entre $\lambda = 3\,900$ et $\lambda = 6400$.

J.-Y. BUCHANAN. — On a remarkable Effect produced by momentary Relief of great Pressure (Sur un effet remarquable produit par l'augmentation instantanée d'une grande pression). — P. 88-92.

Ces expériences furent effectuées pendant une croisière du *Challenger* et à bord de la *Princesse-Alice*. Un tube de laiton contenait un tube de verre de 50 centimètres cubes de capacité, hermétiquement fermé et ne contenant que de l'air. Deux trous placés aux extrémités du tube de laiton permettaient le libre accès de l'eau à l'intérieur de ce tube, lorsqu'on le plongeait dans la mer. En le descendant à une profondeur de 3000 mètres, le tube de verre intérieur fut brisé (probablement à une profondeur plus petite) et l'on constata que le tube de laiton présentait des traces de compression superficielle, des plissements dans le sens de sa longueur. Cela était dû à ce que l'eau présentait une inertie considérable et qu'il était plus facile de comprimer la surface du tube pour combler le vide intérieur que de faire pénétrer l'eau par les trous à la façon d'un piston.

De même une sphère de cuivre contenant à l'intérieur une bouteille de verre hermétiquement close et munie de deux ouvertures aux pôles présentait des traces nettes de plissement superficiel lorsqu'on la descendait entre 3000 et 6000 mètres. L'auteur fait observer que ces expériences montrent l'influence de la durée sur les phénomènes physiques.

H. LAMB. — On the Propagation of Tremors over the Surface of an elastic Solid (Sur la propagation des vibrations à la surface d'un solide élastique). — P. 128-130.

Ce mémoire traite de la propagation des vibrations à la surface d'un solide élastique isotrope « semi-indéfini », c'est-à-dire limité seulement par un plan.

Les vibrations sont supposées produites par un choc normal en un point de la surface ou par une perturbation en un point intérieur.

F.-T. TROUTON et H.-R. NOBLE. — The Forces acting on a charged Condenser moving through Space (Forces agissant sur un condensateur chargé se mouvant à travers l'espace). — P. 132-133.

Description d'expériences ayant pour but de rechercher l'entraînement de l'éther par la matière et donnant des résultats négatifs.

H.-E. SCHMITZ. — On the Determination of specific Heats, especially at low Temperatures (Sur la détermination des chaleurs spécifiques, spécialement aux basses températures). — P. 177-193.

L'auteur a effectué une série de mesures des chaleurs spécifiques de différents métaux : 1° pour des températures comprises entre 100 et 20° ; 2° entre la température de l'air liquide et la température ordinaire. Dans le premier cas, il employait exclusivement la méthode des mélanges. Dans le second cas, il employait la méthode des mélanges et une méthode de formation de glace fondée sur le principe suivant : Le corps, refroidi par l'air liquide, est plongé dans de l'eau aussi voisine que possible de 0°. Il se forme un manchon de glace dont le poids permet de déterminer la chaleur spécifique de la substance.

Le tableau suivant résume les résultats :

| | Chaleur spécifique moyenne à | | Rapport des chaleurs spécifiques | Chaleur atomique moyenne à | |
|---|---|---|---|---|---|
| | — 85° | + 60° | | — 85° | + 60° |
| Aluminium à peu près pur . | 0,172 | 0,218 | 0,79 | 4,66 | 5,91 |
| Aluminium commercial .... | 0,152 | 0,192 | 0,79 | — | — |
| Fonte.................... | 0,089 | 0,119 | 0,75 | — | — |
| Nickel à peu près pur...... | 0,084 | 0,1094 | 0,77 | 4,93 | 6,42 |
| Cobalt à peu près pur...... | 0,084 | 0,108 | 0,78 | 4,96 | 6,37 |
| Cuivre pur ................ | 0,0798 | 0,0936 | 0,85 | 5,08 | 5,95 |
| Zinc pur .................. | 0,0836 | 0,0931 | 0,90 | 5,47 | 6,09 |
| Zinc à peu près pur........ | 0,085 | 0,094 | 0,90 | — | — |
| Zinc commercial .......... | 0,083 | 0,091 | 0,91 | — | — |
| Argent à peu près pur...... | 0,0512 | 0,0559 | 0,92 | 5,53 | 6,03 |
| Etain pur ................. | 0,0497 | 0,0552 | 0,90 | 5,91 | 6,57 |
| Etain commercial ......... | 0,050 | 0,055 | 0,91 | — | — |
| Thallium à peu près pur.... | 0,030 | 0,0326 | 0,92 | 6,12 | 6,65 |
| Plomb pur ................ | 0,0293 | 0,0305 | 0,96 | 6,06 | 6,31 |
| Plomb commercial ........ | 0,0293 | 0,0306 | 0,96 | — | — |

On constate que, pour des températures décroissantes, la chaleur spécifique diminue d'autant plus que le poids atomique du métal con-

sidéré est plus petit; et que, pour les basses températures, la chaleur atomique s'élève progressivement avec le poids atomique.

A.-E.-H. TUTTON. — The Elasmometer, a new interferential Form of Elasticity Apparatus (L'élasmomètre, nouvelle forme interférentielle d'un appareil d'élasticité). — P. 193-195.

Pour déterminer les coefficients d'élasticité des cristaux au moyen de la flexion, l'auteur emploie la méthode des franges d'interférence, qui permet de mesurer la flexion avec une grande précision. Il décrit les parties principales de l'appareil qu'il a fait construire à cet effet.

W.-R. HARDY et Miss E.-G. WILLCOCK. — On the oxidising Action of the Rays from Radium bromide as shown by the Decomposition of Iodoform (Sur l'action oxydante des radiations émises par le bromure de radium montrée par la décomposition de l'iodoforme). — P. 200-204.

Une solution d'iodoforme pur dans le chloroforme se colore rapidement en pourpre par la mise en liberté d'iode que l'on peut mettre en évidence par l'empois d'amidon ou l'hyposulfite de sodium. Cette décomposition a lieu également pour des solutions d'iodoforme dans la benzine, le sulfure de carbone, le tétrachlorure de carbone, la pyridine, les alcools éthylique et amylique.

Dans l'alcool, on n'obtient qu'une coloration plus brune de la teinte jaune primitive.

La mise en liberté d'iode exige la présence de l'oxygène et d'une forme quelconque d'énergie radiante. Dans l'obscurité, à la température ordinaire, il ne se sépare pas d'iode, même en présence de beaucoup d'oxygène; seulement, en chauffant, la couleur change.

Les sels ont une action catalytique remarquable sur la réaction : les sels à acide monobasique accélèrent, les sels à acide bibasique retardent cette réaction.

Cette mise en liberté d'iode fournit un procédé très sensible pour déceler la présence de l'oxygène et permet d'autre part de mesurer aisément l'activité chimique des différentes radiations.

Les radiations émises par le bromure de radium décomposent la solution d'iodoforme et traversent les lames de mica, de verre, de carton, d'aluminium. La flamme jaune du gaz d'éclairage agit également d'une façon assez active sur l'iodoforme.

Tandis que les rayons α du radium n'exercent aucune action, les rayons β produisent une action énergique. Les rayons γ n'exercent qu'une faible action. Les rayons de Röntgen — analogues, comme on le sait, aux rayons γ — sont assez actifs.

Au point de vue de l'action physiologique des rayons du radium, on peut regarder les rayons α comme altérant l'état physique de la matière vivante, les rayons β et γ comme altérant les phénomènes chimiques, probablement en particulier les phénomènes d'oxydation des tissus.

W. RAMSAY et F. SODDY. — Experiments in Radioactivity, and the Production of Helium from Radium (Expériences de radioactivité. Production d'hélium par le radium). — P. 204-207.

Les auteurs ont cherché si les gaz monoatomiques inertes de l'atmosphère exercent une action ionisante en employant un petit électroscope contenu dans un tube de verre de 20 centimètres cubes de capacité, recouvert d'étain à l'intérieur et dans lequel on pouvait faire le vide. Ils ont trouvé qu'avec l'hélium, le néon, l'argon, le krypton et le xénon (ce dernier mélangé d'oxygène), la vitesse de décharge est proportionnelle à la densité et à la pression du gaz. Ceci montre que les gaz n'ont pas de radioactivité propre et s'accorde avec ce fait, démontré antérieurement par eux, que le pouvoir ionisant de l'air est dû à une radioactivité étrangère.

Les auteurs décrivent un certain nombre d'expériences, actuellement bien connues, qu'ils ont effectuées pour déterminer la nature de « l'émanation » du radium. Ils constatent, pour la première fois, la production d'hélium par l'émanation [1].

R.-J. STRUTT. — On the intensely penetrating Rays of Radium (Sur les rayons très pénétrants du radium). — P. 208-210.

L'auteur a mesuré, par la décharge d'un électroscope, l'action ionisante sur différents gaz des rayons α, β et γ du radium et des rayons de Röntgen.

Le tableau suivant donne le résultat de ces expériences :

---

[1] Voir, sur ce dernier point, le travail de MM. Dewar et Curie, *J. de Phys.*, ce volume, p. 193.

| Gaz | Densité relative | Ionisation relative | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | Rayons α | Rayons β | Rayons γ | Rayons de Röntgen |
| Hydrogène .............. | 0,0693 | 0,226 | 0,157 | 0,169 | 0,114 |
| Air ..................... | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| Oxygène ................ | 1,11 | 1,16 | 1,21 | 1,17 | 1,39 |
| Anhydride carbonique ... | 1,53 | 1,54 | 1,57 | 1,53 | 1,60 |
| Cyanogène .............. | 1,86 | 1,94 | 1,86 | 1,71 | 1,05 |
| Anhydride sulfureux..... | 2,19 | 2,04 | 2,31 | 2,13 | 7,97 |
| Chloroforme ............ | 4,32 | 4,44 | 4,89 | 4,88 | 31,9 |
| Iodure de méthyle....... | 5,05 | 3,51 | 5,18 | 4,80 | 72,0 |
| Tétrachlorure de carbone. | 5,31 | 5,34 | 5,83 | 5,67 | 45,3 |

L'auteur admet que, dans la limite des erreurs expérimentales, les rayons γ donnent les mêmes valeurs que les rayons β; ces valeurs sont à peu près proportionnelles à la densité des gaz, excepté pour l'hydrogène.

Pour les rayons de Röntgen, la loi est toute différente. On admet généralement que les rayons γ sont des rayons de Röntgen produits par le choc des rayons β sur le radium lui-même. Les résultats précédents contredisent cette manière de voir. Les rayons γ seraient plutôt de nature corpusculaire, quoique sans charge électrique, ce qui expliquerait l'absence de déviation magnétique.

J. AITKEN. — On the Formation of definite Figures by the Deposition of Dus (Sur la formation de figures définies par le dépôt de poussière). — P. 211.

Discussion des expériences de W.-J. Russel [1] sur le même sujet. L'auteur, par un examen optique du phénomène, montre qu'une couche exempte de poussières circule à la surface de la lame et la protège contre le dépôt de poussières lorsque le courant a une intensité suffisante.

J.-C. GRAHAM. — On the Measurement of the Diffusion of Salts in Solution (Sur la mesure de la diffusion des sels en solution). — P. 212-217.

Description d'un appareil permettant d'obtenir la solution d'un sel au-dessous de l'eau pure sans aucun mélange à leur surface commune.

---

[1] *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LXXI, p. 285; — ce volume, p. 814.

G.-T. BEILBY. — Surface Flows in crystalline Solids under mechanical Disturbances (Coulées superficielles dans les solides cristallins sous l'action des perturbations mécaniques). — P. 218-225.
The Effects of Heat and of Solvents on thin Films of Metal (Effets de la chaleur et des dissolvants sur les minces couches de métal). — P. 226-235.

Dans ces deux communications, l'auteur décrit les recherches qu'il a effectuées sur la structure de la surface des solides.

Il montre notamment, au moyen de photographies jointes aux mémoires, que les opérations de coupage, d'affilage et de polissage produisent, sur la surface des solides, des couches minces qui sont, à plusieurs égards, différentes de la substance non modifiée située au-dessous. Cette pellicule superficielle est due à une certaine mobilité conférée à une couche mince de molécules par l'outil ou l'agent de polissage qui se déplace sur la surface. Dans ces conditions de mobilité, la pellicule de molécules solides se comporte comme un liquide et est soumise à l'action de la tension superficielle. Si l'on admet ces propositions, il s'ensuit qu'une surface vraiment polie est telle que, jusqu'à une profondeur très faible, la substance qui la forme a été en quelque sorte liquéfiée, puis nivelée par l'action de la tension superficielle.

La chaleur et les dissolvants peuvent conférer aux molécules des solides une mobilité suffisante pour permettre à des pellicules minces de se comporter comme un liquide. Dans l'agrégation des molécules d'un solide, il y a une certaine dimension de l'agrégat jusqu'à laquelle sa forme est commandée par la tension superficielle ; passé ce point, la force cristallisante agit dans toute sa plénitude.

L'apparence « spiculaire » qu'offre souvent au microscope la surface des métaux ou d'autres solides vus en lumière réfléchie obliquement est due à une texture granulaire de la pellicule translucide mince qui recouvre la surface. Cette texture granulaire résulte, totalement ou partiellement, de l'action de la tension superficielle sur la couche superficielle de molécules, quand elles sont à l'état mobile.

A. FOWLER et H. PAYN. — The Spectra of metallic Arcs in an exhausted Globe (Les spectres des arcs métalliques dans une ampoule vide). — P. 253-258.

Le vide était fait jusqu'à 1 ou 2 millimètres dans une sphère de verre, et un courant de 8 ampères sous 200 volts produisait un arc entre des baguettes de magnésium, de zinc, de cadmium ou de fer placées à l'intérieur. Les spectres obtenus furent photographiés. En général, à côté des raies des métaux eux-mêmes, on obtient celles de l'hydrogène et en outre des bandes qu'on n'observe du reste que dans une atmosphère d'hydrogène, et qui, par conséquent, doivent être attribuées à des combinaisons de ce gaz avec les métaux étudiés. L'hydrogène lui-même doit être occlus dans les métaux et se dégager quand on les chauffe.

Les auteurs trouvent ensuite des raies « rehaussées » dans le spectre de l'arc sous des pressions réduites, par exemple les raies 4481 du magnésium, 4912 et 4924 du zinc, 5379 du cadmium, 5018 et 4585 du fer. Il réserve la question de savoir si ces raies, trouvées également par Porter (1), Hartmann et Eberhard (2) doivent être attribuées à l'hydrogène.

H.-E. ARMSTRONG et T.-M. LOWRY. — The Phenomena of Luminosity and their possible Correlation with Radio-activity (Les phénomènes de luminosité et leur corrélation possible avec la radioactivité). — P. 258-264.

La supposition que les substances triboluminescentes, quand elles sont broyées, deviennent radioactives, n'a pas été confirmée par les recherches de W. Crookes sur la saccharine. Les auteurs donnent une explication de cette triboluminescence fondée sur la théorie des formes tautomères ou, comme il est préférable de les appeler dans le cas actuel, isodynamiques. Ils attribuent cette luminescence à ce fait que les cristaux des formes stables contiennent de petites quantités des formes isodynamiques instables qui, pendant qu'on les broie et par suite de cette opération, se transforment en modifications stables avec production d'un éclair lumineux.

Leur mémoire renferme quelques considérations intéressantes sur

(1) *Astroph. Journ.*, t. XV, p. 277.

(2) *Sitz. der Preuss. Akad. der Wiss.*, t. IV, p. 40 ; 1903 ; — et *Astrophys. Journ.*, t. XVII, p. 229.

la fluorescence et la phosphorescence. Quant à la luminescence du radium, ils la regardent comme une fluorescence très forte provoquée par des radiations qui traversent les corps ordinaires.

Le radium est en relation intime avec les éléments qui rendent les sulfures lumineux. Le thorium et le thorium X seraient, d'après ces auteurs, des formes isodynamiques.

Finalement, MM. Armstrong et Lowry font remarquer que la triboluminescence, la fluorescence et la phosphorescence sont des propriétés communes à beaucoup de substances. Le nitrate d'uranium est en outre radioactif. Il n'est pas improbable que ces diverses manifestations aient leur origine dans la formation ou la diminution de systèmes isodynamiques.

J. H. POYNTING. — Radiation in the solar System : its Effect on Temperature and its Pressure on small Bodies (Radiation dans le système solaire : son effet sur la température ; pression qu'elle exerce sur de petits corps). — P. 265-266.

On peut calculer une limite supérieure des températures des surfaces « complètement noires » recevant leur chaleur du Soleil et, moyennant certaines hypothèses, les températures des surfaces planétaires, si l'on accepte la loi de la quatrième puissance de la radiation. On connaît en effet approximativement la constante solaire, c'est-à-dire le nombre de calories reçues par minute sur 1 centimètre carré placé normalement aux rayons solaires à la distance où se trouve la planète considérée, et la constante de radiation, c'est-à-dire l'énergie radiée à 1° abs. par une surface « complètement radiante ».

La température effective de l'espace, calculée d'après des données d'ailleurs très incertaines, est de l'ordre de 10° abs. Des corps placés dans l'espace interplanétaire peuvent donc être regardés comme situés dans une enceinte au zéro absolu, et par conséquent on pourra négliger la radiation de l'espace lui-même.

Le premier cas examiné par M. Poynting est celui d'une planète idéale ressemblant plus ou moins à la Terre. Le calcul montre que la température de la surface est 325°, 302° ou 290° abs., suivant qu'on prend pour la constante solaire la valeur d'Angström $\left(4\,\frac{\text{cal}}{\text{min}}\right)$, celle de Langley $\left(3\,\frac{\text{cal}}{\text{min}}\right)$ ou celle de Rosetti $\left(2{,}5\,\frac{\text{cal}}{\text{min}}\right)$. Comme la

température absolue de la Terre peut être prise égale à 289°, c'est la valeur de Rosetti qui paraît la plus probable.

La température effective du Soleil est, d'après certaines hypothèses, 21,5 fois celle de la planète idéale. Elle est donc de 6200° abs.

La partie la plus chaude de la Lune, supposée sans atmosphère, aurait pour température absolue 412°. On peut en déduire la température effective de la pleine lune vue de la Terre ; ce serait 371° abs., température un peu au-dessous de la température de l'eau bouillante et différant notablement de la valeur donnée par Langley, qui l'estime à quelques degrés au-dessus de la température de fusion de la glace. Il faut en conclure qu'une partie considérable de la chaleur reçue est conduite à l'intérieur.

La température d'un corps sphérique de rayon de l'ordre du centimètre, placé à la même distance du Soleil que la Terre, a une température absolue de 300°. La température variant en raison inverse du carré de la distance, on peut étendre ces résultats aux autres planètes.

*Pression due à la radiation.* — Le rapport entre la pression de la radiation, due à la lumière solaire, et la gravitation solaire augmente, comme on le sait, lorsque le corps qui reçoit la radiation diminue de grandeur. Mais, si le corps radiant diminue également de grandeur, ce rapport augmente. L'auteur montre que, si deux sphères égales et « complètement radiantes », ayant la température et la densité du Soleil, radient l'une vers l'autre dans un espace clos au zéro centigrade à une distance grande par rapport à leur rayon, la poussée de la radiation contre-balance l'attraction de la gravitation lorsque le rayon de chacune des sphères est de 335 mètres. Si la température des deux corps égaux est 300° abs. et leur densité 1, le rayon, pour l'équilibre entre les deux forces, est $19^{cm},62$. Si la densité est celle de la Terre, 5,5, l'équilibre a lieu pour un rayon de $3^{cm},4$. Si la température des deux sphères est différente, les pressions de radiation sont différentes, et il est possible d'imaginer deux corps qui tendraient à se mouvoir tous deux dans la même direction, l'un chassant l'autre, sous l'action combinée de la radiation et de la gravitation.

L'effet Döppler limitera la vitesse acquise dans cette chasse. L'auteur examine cet effet Döppler sur un radiateur en mouvement, et il trouve l'expression de l'augmentation de pression en avant, de la diminution de pression en arrière, d'une sphère radiante de tempé-

rature uniforme se mouvant dans un milieu au repos. Il trouve également l'équation de l'orbite d'un tel corps se mouvant autour du Soleil, et il montre que la poussière météorique à l'intérieur de l'orbite terrestre est attirée vers le Soleil dans un temps comparable aux temps historiques, tandis que les corps de rayon de l'ordre de 1 centimètre sont entraînés dans un temps comparable aux périodes géologiques.

S.-D. CHALMERS. — The Theory of symmetrical optical Objectives (Théorie des objectifs symétriques). — P. 267-272.

Développement mathématique d'un problème d'aberrations.

W.-C. ANDERSON et G. LEAN. — The Properties of the Aluminium-Tin Alloys (Propriétés des alliages d'aluminium et d'étain). — P. 277-284.

Les auteurs ont étudié les courbes de refroidissement des alliages d'aluminium et d'étain, métaux qui peuvent se mélanger en toutes proportions pour donner des alliages liquides uniformes. Leurs résultats ne sont pas tout à fait les mêmes que ceux qui ont été obtenus par M. H. Gautier (1). Ils ont constaté, en outre, que tous ces alliages décomposent l'eau à la température ordinaire avec mise en liberté d'hydrogène. Quelques échantillons tombent en poussière au bout d'un certain temps. D'une façon générale, un centième d'« atome-gramme » d'aluminium dégage $334^{cm^3},5$ d'hydrogène dans les conditions normales.

Les auteurs signalent l'existence probable d'un composé défini de composition AlSn (Al 18,5 0/0, Sn 81,5 0/0).

W. CROOKES. — The ultra-violet Spectrum of Radium (Le spectre ultra-violet du radium). — P. 295-304.
Correction to this Paper (Correction à ce mémoire). — P. 413.

L'auteur a photographié et étudié le spectre obtenu au moyen d'une solution concentrée de nitrate de radium. Il entre dans des détails très circonstanciés sur le spectroscope à quatre prismes de quartz qu'il a employé et sur l'appareil à produire les étincelles,

(1) *Comptes Rendus*, t. CXXIII, p. 109 ; 1896.

appareil dans lequel on faisait passer un vif courant d'air qui chassait les vapeurs produites.

Les longueurs d'onde étaient obtenues par comparaison avec le spectre du fer au moyen d'une formule de correction indiquée par Stokes.

Il mesura treize raies entre $\lambda = 2709,06$ et $\lambda = 5813,9$. Il ne retrouva pas une série des raies précédemment indiquées par Runge (¹), Demarçay (²), Exner et Haschek (³). Il attribue ce fait à la pureté de la substance qu'il a employée. Par contre, il a obtenu quatre raies nouvelles ayant pour longueurs d'onde 3809,4 ; 3812; 4010,4 et 4781,4.

P.-E. SHAW. — The magnetic Expansion of some of the less magnetic Metals (Dilatation magnétique de quelques métaux les moins magnétiques). — P. 370-374.

G.-A. SCHOTT. — Calculation of the Elongation, due to the magnetic Field, of the cylindrical Bars (Calcul de l'élongation, due au champ magnétique, de barreaux cylindriques). — P. 375-378.

Parmi les substances diamagnétiques, le bismuth est celle qui a la plus grande susceptibilité magnétique. Il semble que l'on ait admis que, si le métal ne subit aucune variation de longueur dans un champ, il soit inutile de chercher une telle variation pour des métaux de susceptibilité moindre.

Cependant, dans le cas des substances ferro-magnétiques, il n'y a aucune relation entre la susceptibilité K et la variation de l'unité de longueur $\frac{\delta l}{l}$ dans le champ. Il est donc possible qu'il puisse y avoir une dilatation magnétique appréciable dans des champs intenses pour des substances diamagnétiques autres que le bismuth.

L'auteur a fait de très nombreuses expériences sur le bismuth, l'argent, l'aluminium, le cuivre, le zinc, le laiton, le bronze, le plomb et l'étain, avec des échantillons différents et des méthodes variées.

Pendant longtemps les résultats furent que ces substances se contractaient, la contraction étant sensiblement proportionnelle au champ, et que toutes montraient une aimantation permanente ana-

(¹) *Astrophys. Journal*, t. XII, p. 1.
(²) *C. R.*, t. CXXIX, p. 716, et t. CXXXI, p. 258.
(³) *Wien. Akad. Sitz.*, t. CX; 1901.

logue à celle que trouva M. Nagaoka pour le fer et le nickel. Mais peu à peu, en prenant soin d'exclure complètement le fer et de placer les fils bien symétriquement dans les bobines, ces résultats ne se vérifièrent plus. En réalité, dans la limite des expériences, on ne peut constater aucune expansion, positive ou négative, des substances précédentes.

W. MAKOWER et H.-R. NOBLE. — On the Measurement of the pressure Coefficient of Oxigen, at constant Volume, and different initial Pressures (Sur la mesure du coefficient de pression de l'oxygène à volume constant et sous différentes pressions initiales). — P. 379-385.

L'oxygène, retiré du permanganate de potassium, fut liquéfié par refroidissement dans l'air liquide. Le gaz obtenu ultérieurement était ainsi privé de toute trace de vapeur d'eau ou d'autre impureté. Le mémoire renferme des détails très précis sur la méthode employée et les corrections effectuées.

Voici les résultats obtenus :

| Pression initiale $P_0$ à 0° en millimètres de mercure | Coefficient de pression $\alpha = \frac{P_\theta - P_0}{P_0 \theta}$ $\theta = 100°$ C. |
|---|---|
| 349mm,538 | 0,0036700 |
| 358 ,444 | 0,0036697 |
| 658 ,685 | 0,0036745 |
| 661 ,248 | 0,0036726 |
| 670 ,200 | 0,0036744 |

M.-W. TRAVERS et C.-J. FOX. — The vapour Pressures of liquid Oxigen on the Scale of the Constant-Volume Oxigen Thermometer filled at different initial Pressures (Les pressions de vapeur de l'oxygène liquide à l'échelle du thermomètre à oxygène à volume constant rempli à différentes pressions initiales). — P. 386-391.

Méthodes et appareils décrits antérieurement (1). Les valeurs moyennes de la différence des températures correspondant à la pression de vapeur de l'oxygène liquide à l'échelle des thermomètres à oxygène et hélium sont représentées, en fonction de la pression initiale à laquelle le thermomètre à oxygène a été rempli, par une ligne sensiblement droite. Les principaux résultats sont les suivants :

(1) *Philos. Trans.*, A., t. CC, p. 141.

| Pression initiale | | Δ trouvée | Δ calculée |
|---|---|---|---|
| 1000 | millimètres | — | 1,5 |
| 731 | — | 1,18 | 1,18 |
| 658 | — | 1,11 | 1,11 |
| 484 | — | 0,85 | 0,89 |
| 336 | — | 0,77 | 0,72 |
| 0 | — | — | 0,4 |

Les valeurs à 1000 millimètres et à 0 millimètre ont été obtenues par extrapolation.

W.-B. HARDY et H.-K. ANDERSON. — On the Sensation of Light produced by Radium Rays and its Relation to the visual Purple (Sur la sensation de lumière produite par les radiations du radium et sa relation avec le pourpre rétinien). — P. 393-398.

Recherche d'ordre physiologique dans lequel les auteurs ont cherché à fixer la localisation de la sensation lumineuse produite par le radium et à déterminer la part que prennent les radiations $\alpha$, $\beta$ et $\gamma$ dans cette sensation.

René Paillot.

---

G. QUINCKE. — Ueber kolloidale Lösungen (Sur les solutions colloïdales). *Ann. d. Phys.*, t. XII, p. 1165-1169; 1903.

Réponse à une note de Bredig (*Ann. d. Phys.*, t. XI, p. 218; 1903).

1° La polarisation de la lumière diffusée par les hydrogels et les hydrosols ne permet aucune conclusion sur l'état d'agrégation ou la grandeur des particules en suspension;

2° Le transport électrique dans une solution colloïdale ne prouve rien relativement à la tension superficielle ou à la différence de potentiel électrique à la surface des particules en suspension. Ces deux grandeurs sont d'ailleurs indépendantes, contrairement aux hypothèses de Lippmann et de Helmholtz;

3° Quincke rappelle différents phénomènes observés par lui sur les solutions colloïdales (étude des figures obtenues par dessiccation). Ces phénomènes s'expliquent naturellement en admettant que les particules visibles ou invisibles en suspension dans un colloïde sont

totalement ou superficiellement à l'état liquide. L'hypothèse qu'elles sont à l'état solide ne permet pas d'explication.

J. Guinchant.

G. QUINCKE. — Bildung von Schaumwänden, Beugungsgittern und Perlmutterfarben durch Belichtung von Leimchromat, Kieselsäure, Eiweiss, etc. (Formation d'enveloppes cellulaires, de réseaux de diffraction et de couleurs d'irisation par éclairage de la gélatine chromatée, de la silice, de l'albumine, etc.). — *Annalen der Physik*, t. XIII, p. 65-99 et 217-238; 1904.

Quincke résume dans le dernier de ces mémoires un grand nombre d'observations intéressantes publiées par lui dans les *Ann. der Phys.*, en 1902, 1903 et 1904 (1).

Par l'action d'un chromate ou bichromate sur la gélatine aqueuse, il se forme, rapidement à la lumière, lentement à l'obscurité, une solution brune huileuse A de gélatine chromatée pauvre en eau et une autre solution B riche en eau.

La solution A pauvre en eau est un précipité liquide qui se localise en des points rapprochés et peut ultérieurement se solidifier.

Par oxydation de la substance organique, qui réduit une partie de l'acide chromique à l'état d'oxyde de chrome, il se forme une combinaison insoluble de gélatine et d'oxyde de chrome, un précipité. Ce précipité se forme lentement à l'obscurité, rapidement à la lumière, et reste liquide un temps plus ou moins long avant de se séparer; il est plus soluble dans la solution A que dans la solution B.

A la surface de séparation des deux solutions A et B existe une tension superficielle qui dépend de la quantité de gélatine chromatée contenue dans la solution A, la moins riche en eau. Cette solution huileuse forme sous l'influence de la tension superficielle des végétations, ou des tubes droits, circulaires et tordus avec des renflements, des extrémités globulaires, des cloisons, ou des bulles et des enveloppes cellulaires d'écume. Les tubes et les cellules sont remplis de la solution B, la plus riche en eau, dans laquelle le chromate de potasse est plus soluble ; par dessiccation, ce sel peut cristalliser, se trouvant ainsi enveloppé d'une couche huileuse de A. Comme les angles de raccordement des parois cellulaires dépendent de la tension superficielle, les figures obtenues en desséchant une couche mince de gélatine chromatée dépendront essentiellement de la con-

(1) *J. de Phys.*, ce volume, p. 466.

centration, de la vitesse de dessiccation, de l'épaisseur de la couche, etc. Quincke décrit un grand nombre de ces figures.

Dans les lamelles de gélatine chromatée séchées à la surface d'une couche de mercure, il se forme rapidement à la lumière, lentement à l'obscurité, de fins plissements parallèles à la périphérie ; les plus grands plis sont coupés de plus petits plis transversaux régulièrement espacés de $0^{mm},1$ à $0^{mm},0005$ suivant la concentration. Ces plis produisent l'effet d'un réseau et donnent par transparence ou par réflexion soit un superbe spectre de diffraction, soit des couleurs d'irisation.

Si l'on dessèche à l'obscurité sur le mercure des solutions aqueuses de gélatine au bromure d'argent, de silice, d'albumine ou de sang, on obtient des phénomènes analogues à ceux que donne la gélatine chromatée : en éclairant par la lumière du jour il se forme, en un temps variable de 10 secondes à 10 minutes, de grands plis et de fins plis transversaux qui donnent des irisations et des spectres de diffraction. Il est probable que les ondes lumineuses ébranlent les particules de la solution sursaturée du précipité huileux à l'état d'équilibre stable, ce qui détermine la séparation du précipité et ensuite sa solidification.

J. Guinchant.

W. MANSERGH VARLEY. — On the photoelectric Discharge from metallic Surfaces in different Gases (Sur la décharge photoélectrique des surfaces métalliques dans différents gaz). — *Phil. Trans. of the Royal Society of London*, vol. CCII, p. 439-458 ; 1903.

Ce mémoire est consacré à l'étude de la variation de l'effet photoélectrique (effet Hertz-Hallwachs) avec la pression et la nature du gaz où il se produit. La source de lumière ultra-violette (très constante) est l'arc jaillissant entre électrodes de fer dans une atmosphère d'hydrogène. Le métal dont on étudie la déperdition est le zinc, et quelquefois le platine ou l'aluminium. Les divers gaz ont été l'air, l'hydrogène, l'acide carbonique. Les pressions ont varié de 1 atmosphère à $\frac{1}{1000}$ de millimètre de mercure. Le mémoire est accompagné de nombreuses courbes et de tableaux numériques. Parmi les résultats généraux, les principaux sont les suivants :

1° Aux pressions inférieures à 1 millimètre, on n'atteint un courant de saturation net pour aucune différence de potentiel. Le plus

souvent la région de saturation approximative est bien vite dépassée et le courant augmente au début rapidement, puis plus lentement (saturation approchée), puis de nouveau rapidement, par suite de l'ionisation par les chocs (Townsend);

2° Aux pressions inférieures à quelques dixièmes de millimètre, et surtout aux pressions les plus faibles, l'ionisation par les chocs ne semble plus se produire, car le chemin moyen des ions devient comparable à la distance des électrodes (quelques millimètres). On obtient alors facilement la saturation rigoureuse du courant. Les courants de saturation ainsi obtenus paraissent indépendants de la nature du gaz et de celle du métal éclairé. Il paraît probable que tous les écarts d'avec la saturation sont dus à des actions secondaires sur le gaz ou sur le métal.

Eugène Bloch.

M. SMOLUCHOWSKI. — Contribution à la théorie de l'endosmose électrique et de quelques phénomènes corrélatifs (*Bulletin de l'Académie des sciences de Cracovie*; mars 1903).

Pour établir les fondements d'une théorie des solutions colloïdales, l'auteur a généralisé la théorie de l'endosmose électrique développée par Helmholtz [1] pour le cas spécial d'un liquide contenu dans un tube de Poiseuille. Cette généralisation permet de rendre compte des résultats expérimentaux de Wiedemann et Freund [2], ainsi que ceux de Quincke [3].

L'auteur étudie également, au point de vue théorique, le phénomène inverse des courants de diaphragmation, phénomène auquel sont liées les mesures de Zakrewski [4]. Il mentionne, en terminant, un certain nombre de phénomènes qui mériteraient d'être soumis à une étude expérimentale, notamment la différence de pression qui doit, d'après la théorie, exister entre la cathode et l'anode d'un tube de Crookes dans le cas de raréfactions très grandes.

R. Paillot.

(1) *Wied. Ann.*, t. VII, p. 337; 1879.
(2) *Pogg. Ann.*, t. LXXXVII, p. 321; 1852; — et *Wied. Ann.*, t. VII, p. 53; 1879.
(3) *Wied. Ann.*, t. CXIII, p. 546; 1861.
(4) *Bull. de l'Acad. de Cracovie*, p. 224; 1900.

## L'IONISATION PAR LE PHOSPHORE ET PAR LES ACTIONS CHIMIQUES;

Par M. Eugène BLOCH.

*Les gaz ionisés.* — Les gaz, qui, dans les conditions ordinaires, sont des isolants presque parfaits, peuvent prendre une conductibilité notable sous l'influence de certains agents dont les plus connus sont : les rayons de Röntgen, les rayons de Becquerel, les rayons de Lenard, la lumière ultra-violette agissant sur une lame métallique chargée négativement, la chaleur, les aigrettes, etc. La conductibilité qui apparaît dans ces différents cas est unanimement attribuée aujourd'hui à des centres chargés distincts ou *ions* (1) positifs ou négatifs, libérés dans le gaz par les radiations, la chaleur, etc. Les rayons de Röntgen, par exemple, créent dans un gaz pendant chaque seconde un nombre déterminé d'ions des deux signes. Sous l'influence d'un champ électrique, ces ions se mettent en mouvement dans un sens ou dans l'autre, suivant le signe de leur charge. Ils se déplacent avec une vitesse finie qui est proportionnelle au champ électrique. Le coefficient de proportionnalité, qui est la vitesse acquise dans un champ de 1 volt par centimètre, s'appelle la *mobilité* de l'ion. Si un gaz ionisé est abandonné à lui-même, sa conductibilité disparaît peu à peu par suite de la *recombinaison* progressive des charges de signes contraires; une autre cause de disparition spontanée de la conductibilité est la *diffusion* des ions vers les parois conductrices voisines qui absorbent leur charge.

Si le gaz est soumis à un champ électrique croissant, le courant qu'on peut en extraire augmentera jusqu'à un certain maximum appelé *courant de saturation*, qu'il est impossible de dépasser, à moins que le champ ne devienne disruptif; il est évident, en effet, que les charges extraites du gaz par seconde sont au plus égales aux charges libérées par la source d'ionisation pendant le même temps; et elles n'atteignent cette limite que quand le champ leur imprime un déplacement si rapide qu'elles arrivent aux électrodes avant d'avoir pu se recombiner ou diffuser d'une manière appréciable. Par conséquent, dans un gaz ionisé, la courbe qui donne le courant en

(1) Voir, pour tout ce qui est relatif à l'ionisation en général, l'un des ouvrages suivants : Langevin, Thèse de doctorat, et *Ann. Ch. Ph.*, t. XXVII, 1903; — J.-J. Thomson, *Conductivity of gases*.

fonction de la force électromotrice s'écarte de la courbe linéaire qui représenterait la loi d'Ohm et à l'aspect des courbes de la *fig.* 2. Inversement une courbe de ce genre, trouvée expérimentalement dans un gaz conducteur, permet de conclure, avec quelque vraisemblance, à l'ionisation du gaz.

Un fait extrêmement remarquable dans l'étude des gaz ionisés est celui-ci : les ions produits dans tous les phénomènes cités ci-dessus ont des mobilités du même ordre de grandeur, un peu plus grandes pour les ions négatifs ($1^{cm},7$) que pour les ions positifs ($1^{cm},4$). Ils ont aussi des coefficients de recombinaison et de diffusion très voisins. Enfin, ils jouissent tous d'une importante propriété commune, qui est celle de servir de noyaux de condensation à la vapeur d'eau sursaturante. Si l'on produit une détente brusque dans un volume $v_1$ saturé de vapeur d'eau et bien privé de poussières, et si le volume final est désigné par $v_2$, l'expérience montre que la condensation de la vapeur d'eau sursaturante ainsi produite n'a lieu que pour les détentes $\frac{v_2}{v_1}$ supérieures à 1,40. La condensation se produit au contraire à partir de la détente 1,25 si le gaz renferme des ions négatifs, et à partir de la détente 1,31 si le gaz renferme des ions positifs. On a pu déduire de ces phénomènes de condensation la charge absolue commune aux ions des deux signes et qui est égale à peu près à $4 \times 10^{-10}$ unités électrostatiques C. G. S.

*La conductibilité produite par le phosphore.* — Ces faits généraux étant rappelés, on comprendra aisément les controverses qu'a soulevées l'étude de la conductibilité de l'air produite par le phosphore. L'air qui avoisine un bâton de phosphore devient, en effet, conducteur de l'électricité ; mais ce phénomène se présente avec une complexité telle et des caractères si singuliers qu'il se distingue nettement des cas de conductibilité gazeuse ordinaires [1].

Les premiers physiciens qui ont étudié la question (Naccari, Elster et Geitel, etc.) ont montré que la conductibilité est liée à l'oxydation du phosphore. Mais on sait que, dans les conditions ordinaires, cette oxydation est accompagnée de la production d'un nuage renfermant principalement des oxydes et acides du phosphore, et

(1) Voir les détails sur tout ce qui va suivre dans ma Thèse de doctorat, Paris, juin 1904. Les principaux résultats ont été publiés aux *Comptes Rendus* (décembre 1902, décembre 1903, 13 et 20 juin 1904), et communiqués à la Société de Physique (février 1903 et février 1904).

mêlé d'ozone. On pouvait se poser à ce sujet diverses questions : Quel est le mécanisme de la production de la conductibilité? Quelle est la nature de cette conductibilité ?

En ce qui concerne le second point, la plupart des auteurs (Barus, Harms, etc.) ont toujours admis implicitement l'hypothèse d'une ionisation du gaz. Schmidt, au contraire, est nettement opposé à cette hypothèse. D'après lui, le nuage qui avoisine le phosphore jouerait le rôle essentiel dans la conductibilité ; mais, loin de renfermer des charges libres, il serait formé de particules conductrices neutres (acides solides du phosphore?) qui iraient décharger alternativement chaque électrode, comme dans l'expérience classique de la grêle électrique. Il ne s'agirait donc plus d'une ionisation, mais d'une véritable convection, et la conductibilité du gaz ne serait qu'apparente. Schmidt trouve, en particulier, une proportionnalité approchée entre le courant et la force électromotrice, conformément à la loi d'Ohm, et cela jusqu'à des voltages très élevés; il voit là une confirmation de l'hypothèse d'une convection. Une polémique animée s'est engagée sur ce sujet, en Allemagne, entre Schmidt et ses contradicteurs, en particulier Harms, et elle se poursuit encore [1]. Nous verrons cependant que l'on peut arriver maintenant, grâce à de nouvelles expériences, à se faire sur ces points des idées nettes.

Quant au mécanisme de la production de la conductibilité, il est encore fort obscur et loin d'être élucidé à l'heure actuelle. Faut-il attribuer le phénomène à l'action directe de l'oxygène sur le phosphore? Faut-il au contraire, avec Harms et Guggenheimer, attribuer à l'ozone ou à la vapeur d'eau le rôle essentiel ? Les expériences ne me paraissent encore ni assez variées, ni assez rigoureuses pour permettre de décider entre ces hypothèses et d'autres que je me dispense d'énoncer.

Dans les expériences que je vais relater, je n'ai pas abordé en réalité la question de l'origine de la conductibilité. Je me suis placé dans un cas où se produisait une conductibilité intense et me suis proposé d'élucider la nature de cette conductibilité ; cette question paraissait déjà assez embrouillée pour mériter une étude spéciale. J'ai cherché aussi à rendre mes expériences aussi comparables que possible à celles des autres physiciens qui se sont occupés de la

---

(1) Voir à ce sujet la note de la page 918.

question, afin de pouvoir faire définitivement un choix parmi les faits et les opinions contradictoires émises sur ce sujet.

*Méthode employée. — Mesure de la vitesse d'un courant gazeux.* — J'ai employé constamment une méthode de courant gazeux. Le phosphore est placé dans un tube de verre à température à peu près constante, et on envoie dans ce tube un courant d'air très régulier et très sec, qui est ainsi rendu conducteur. La régularité est obtenue en faisant écouler l'eau d'un vase de Mariotte dans un récipient d'où l'air est chassé progressivement à un taux constant. La dessiccation est réalisée très rigoureusement à l'aide d'un long sécheur chimique renfermant les substances habituelles (en dernier lieu une colonne d'anhydride phosphorique d'un mètre de longueur). On ne peut prétendre par ce moyen obtenir sûrement les mêmes résultats que si le phosphore, lui aussi, avait été purifié et desséché, et l'intervention d'une trace de vapeur d'eau dans le phénomène reste possible. Mais la dessiccation rigoureuse de l'air avait surtout un avantage principal révélé par l'expérience : les phénomènes électriques, qui, avec de l'air humide, sont très intenses, mais très capricieux, deviennent, avec de l'air sec, moins intenses, mais remarquablement réguliers, surtout au bout de quelques jours. Une étude quantitative sérieuse des phénomènes devenait dès lors possible.

L'air sec qui a passé sur le phosphore et acquis des propriétés électriques régulières passe ensuite dans l'appareil (variable) où l'on étudie ses propriétés et enfin dans un appareil où on mesure sa vitesse : la connaissance de cette vitesse est en effet indispensable dans tout ce qui va suivre. Le procédé qui m'a servi à vérifier la régularité et à mesurer la vitesse du courant d'air est fondé sur la viscosité de ce gaz. On le fait passer à travers un tube de verre (20 centimètres de long, 3 millimètres de large) entre les extrémités duquel on a établi une dérivation de même diamètre disposée comme l'indique la *fig.* 1 et contenant une bulle de xylène. L'écoulement même du gaz produit entre les extrémités du tube une différence de pression $p$ qui, d'après les lois de la viscosité des fluides, est reliée au débit $U$ par la formule de proportionnalité :

$$p = \frac{8\mu l}{\pi a^4} \mathrm{U},$$

et peut par suite permettre de le mesurer; dans la formule, $a$ et $l$

désignent le rayon et la longueur du tube, $\mu$ le coefficient de viscosité de l'air (0,002 environ). Avec les données numériques précédentes, on trouve, pour un débit de 10 centimètres cubes, une différence de pression de 190 baryes. Or la dérivation à bulle de xylène fonctionne comme un manomètre sensible du type Töpler;

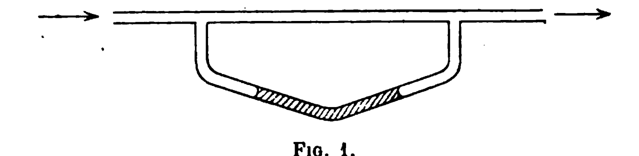


Fig. 1.

les déplacements de la bulle peuvent être exactement appréciés en pointant une de ses extrémités avec un viseur porté par le chariot d'une machine à diviser; ils sont proportionnels à la différence de pression et par suite au débit qu'il s'agit de mesurer. A la différence de pression de 190 baryes calculée ci-dessus, il est facile de faire correspondre un déplacement de 4 centimètres pour la bulle de xylène et de la mesurer par conséquent à $\frac{1}{1000}$ près au moins. On peut ainsi, par un moyen à la fois précis et sensible, non seulement suivre à l'œil les moindres variations du débit, mais encore mesurer celui-ci en valeur absolue à la suite d'un étalonnage convenable. La méthode a, de plus, l'avantage de n'altérer en rien le courant gazeux.

*Existence d'un courant de saturation. La conductibilité est due à des ions.* — On peut d'abord constater la conductibilité du gaz en l'envoyant à travers un condensateur cylindrique dont l'armature extérieure est chargée et dont l'armature intérieure est reliée à un électromètre. L'électromètre est du type Curie et de sensibilité moyenne (400 divisions pour 1 volt à 2 mètres). L'aiguille est chargée à un potentiel fixe, une des paires de quadrants est reliée à la cage et l'autre à l'appareil dont on étudie les variations de potentiel.

Aussitôt que l'on a isolé, par un interrupteur actionné à distance, cette paire de quadrants qui était, elle aussi, reliée primitivement à la cage, si le gaz qui circule dans le condensateur est conducteur, le champ qui y règne amène les charges d'un certain signe sur l'électrode centrale, et l'électromètre dévie avec une vitesse qui donne une mesure de la conductibilité.

On trouve ainsi en premier lieu que les charges des deux signes

se comportent exactement de même et peuvent être extraites du gaz en quantités égales dans des temps égaux. Le gaz ne transporte au total aucune charge. En second lieu, si la vitesse du courant gazeux reste constante, et si on fait croître le potentiel de l'armature externe du condensateur, le courant mesuré par la vitesse de déviation de l'électromètre croît et tend vers un *maximum* (courant de saturation), à condition que le condensateur soit assez long et que la vitesse du gaz ne soit pas trop grande. Ce fait ayant été encore récemment contesté ([1]), il ne sera peut-être pas inutile de citer les quelques exemples suivants, pris entre beaucoup d'autres, et de donner les courbes représentatives (*fig.* 2) (les temps étaient mesurés avec un chronomètre donnant le 5e de seconde) :

| | Nombres d'accumulateurs | Temps nécessaires pour parcourir 100 divisions | Courants en unités arbitraires (Inverses des temps précédents) |
|---|---|---|---|
| I | 5 | 50,2 sec. | 2,0 |
| | 10 | 15,9 | 6,3 |
| | 15 | 11,7 | 8,5 |
| | 25 | 9,5 | 10,5 |
| | 50 | 7,7 | 13 |
| | 106 | 7,2 | 13,9 |
| | 162 | 7,1 | 14,1 |
| II | 5 | 20,1 | 5,0 |
| | 10 | 12,9 | 7,8 |
| | 15 | 10,6 | 9,4 |
| | 25 | 8,8 | 11,4 |
| | 35 | 8,5 | 11,8 |
| | 50 | 8,0 | 12,5 |
| | 78 | 7,6 | 13,2 |
| | 116 | 7,6 | 13,2 |
| | 162 | 7,5 | 13,3 |

([1]) SCHMIDT, *Phys. Zeitschr.*, 1er août 1904. — Cet auteur dit dans une note, en parlant de mes expériences sur l'existence d'un courant de saturation : « Je montrerai dans mon travail détaillé que ce résultat est *faux* et que, par suite, toutes les conséquences relatives à la mobilité, à la vitesse de recombinaison, etc., ne sont pas soutenables. » Il ajourne d'ailleurs la publication de ce travail détaillé *après celui de Harms* et déclare qu'il considère la *discussion* comme épuisée. — Bien que j'aie toujours évité jusqu'ici de me mêler directement à la polémique entre Schmidt et Harms, malgré ma préférence caractérisée pour ce dernier, il m'est impossible de laisser passer sans les relever des affirmations aussi tranchantes que les précédentes. Le détail de mes expériences me paraît, du reste, faire bien suffisamment justice de ces affirmations. A mon avis, Harms, Elster et Geitel ont déjà, sur les points essentiels, réfuté entièrement les opinions de Schmidt. Quant à la subtile distinction que fait celui-ci, dans son dernier mémoire, entre les poussières solides et liquides, mes expériences sur le passage dans l'eau de l'émanation du phosphore et sur les gaz récemment préparés montrent surabondamment son manque de consistance (Voir plus loin).

| | | | |
|---|---|---|---|
| III | 28 | 18,5 | 5,4 |
| | 56 | 9,8 | 10,2 |
| | 112 | 6,8 | 14,7 |
| | 168 | 6,5 | 15,4 |
| | 224 | 6,4 | 15,6 |
| | 274 | 6,4 | 15,6 |

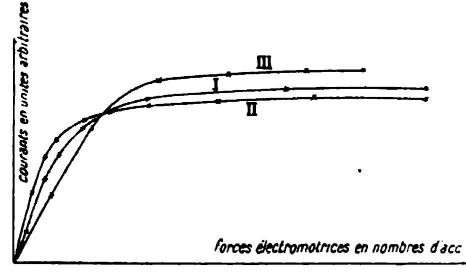



Fig. 2.

On voit qu'à l'ordre de précision des expériences la saturation est rigoureuse, et ainsi se trouve nettement établie l'existence de l'ionisation du gaz. Il y a cependant une importante différence entre le cas actuel et celui des rayons de Röntgen, par exemple : le courant de saturation n'est atteint en général que pour un voltage relativement élevé. Tout se passe comme si les ions actuels se déplaçaient dans le gaz beaucoup plus difficilement que les ions ordinaires.

On pourrait attribuer cette différence à ce que l'oxydation de la vapeur de phosphore entraînée continue à l'intérieur du condensateur cylindrique et à ce que, par suite, de nouveaux ions s'y produisent à mesure que les anciens sont arrêtés par le champ. Il est évident, en effet, que dans ces conditions la saturation serait beaucoup plus difficile ; et c'est une hypothèse de ce genre que fait J.-J. Thomson pour expliquer certaines expériences de Barus.

L'expérience m'a montré qu'il fallait y renoncer. Si, en effet, on place à la suite l'un de l'autre deux condensateurs cylindriques analogues au précédent, et si la conductibilité du gaz est tout entière produite *avant* l'entrée du gaz dans le premier condensateur, un champ suffisant créé dans ce condensateur arrêtera tous les ions et supprimera entièrement la conductibilité du gaz. L'électromètre relié, comme tout à l'heure, à l'électrode centrale du second condensateur chargé, ne devra pas dévier. Dans le cas contraire, il devra évidemment subsister une conductibilité appréciable au second con-

densateur, qui pourra même croître, si l'on éloigne les deux condensateurs l'un de l'autre. L'expérience, répétée avec les courants gazeux et les dispositions d'appareil les plus variées, a toujours donné le même résultat : *la conductibilité du gaz peut toujours être supprimée par un champ suffisamment intense et ne reparaît pas ensuite progressivement dans le gaz.* On est donc conduit à attribuer la difficulté de la saturation à la faible mobilité des ions.

*Mesure des mobilités.* — La seule manière d'acquérir à cet égard une certitude était de mesurer la mobilité des ions. J'y suis parvenu en modifiant convenablement la méthode, dite des courants gazeux, imaginée par Mac Clelland pour l'étude des gaz de la flamme et perfectionnée par Zeleny, qui l'a appliquée au cas des rayons de Röntgen. Je ne détaillerai pas les différentes formes que je lui ai données de mon côté, me bornant à exposer la dernière et aussi la plus exacte, qui emploie l'électromètre comme appareil de zéro. Dans l'axe d'un tube métallique C (*fig.* 3) traversé par le gaz uniformément ionisé, on a placé deux électrodes isolées A et B de même diamètre, mais

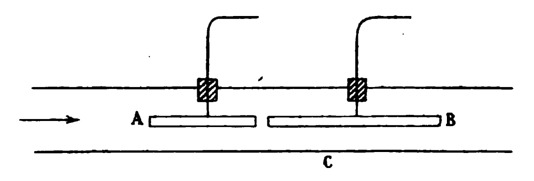



Fig. 3.

dont la seconde est plus longue que la première. Le courant gazeux va de A en B, et les deux électrodes sont respectivement reliées aux deux paires de quadrants d'un électromètre dont l'aiguille est chargée. Elles sont primitivement au potentiel zéro et peuvent être isolées simultanément au moyen d'un interrupteur double actionné par un électro-aimant. Le tube C, lui, peut être chargé à des potentiels variables. Le calcul montre aisément que, pour une vitesse donnée du courant gazeux, si on isole brusquement les deux systèmes A et B, l'électromètre déviera dans un sens ou dans l'autre, suivant que le potentiel du tube C sera supérieur ou inférieur à une certaine valeur critique V. On peut s'arranger de manière que les capacités des deux systèmes isolés reliés aux deux paires de quadrants soient sensiblement égales. Dans ces conditions, si l'on a réussi à réaliser

l'équilibre à l'électromètre, la mobilité se calculera par la formule :

$$K = \frac{U}{4\pi l V} L \frac{b}{a},$$

dans laquelle U représente le débit total de gaz (mesuré au manomètre Töpler) ; $a$, $b$, $l$, les rayons de l'électrode centrale et du tube C et la longueur de l'électrode A.

Une discussion approfondie montre d'ailleurs que la méthode s'applique plus exactement aux ions de faible mobilité qu'à ceux dont la mobilité est forte ; elle a de plus l'avantage très précieux de réaliser la mesure par une seule expérience, par la simple constatation d'un équilibre.

Elle m'a conduit au résultat général suivant : la mobilité des ions positifs et négatifs produits par le phosphore est pratiquement la même ; elle varie un peu suivant les conditions de l'expérience et l'état du phosphore. Elle reste comprise entre $\frac{1}{300}$ et $\frac{1}{30}$ de millimètre et est le plus souvent voisine de $\frac{1}{100}$ de millimètre. *Elle est donc au moins mille fois plus faible en moyenne que la mobilité des ions des rayons de Röntgen.*

Ce résultat explique et précise ce qui a été dit plus haut à propos des courbes de saturation. Il explique aussi la plupart des anomalies observées par Barus, Schmidt, etc. Il montre enfin que les ions produits par le phosphore appartiennent à une catégorie distincte de celle des ions ordinaires, dont les propriétés ont été résumées en tête de cet article.

*Mesure du coefficient de recombinaison.* — Ce résultat est confirmé par la mesure du coefficient de recombinaison des ions. L'expérience a montré que, dans les cas ordinaires, la conductibilité d'un gaz ionisé disparaît progressivement par suite de la recombinaison, et que la vitesse de la disparition des ions est proportionnelle au produit des concentrations des ions des deux signes (loi d'action de masse de Guldberg et Waage). Si donc la densité cubique $n$ des charges des deux signes est la même, on aura, pour exprimer la diminution de cette densité avec le temps, une relation de la forme :

$$\frac{dn}{dt} = -an^2,$$

α étant un coefficient constant appelé coefficient de recombinaison. Pour mesurer α, il suffit de remarquer que l'intégration de l'équation précédente conduit à la relation :

$$\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1} = \alpha T,$$

$n_2$ et $n_1$ désignant les densités électriques d'un certain signe à des époques séparées par le temps T. La mesure ou valeur absolue de $n_2$ et $n_1$ donnera α. A cet effet j'ai employé une méthode de courant gazeux dont le principe est dû à Rutherford, et que Townsend avait déjà appliquée au cas de l'ionisation par les rayons Röntgen ; cette méthode directe paraît être la seule dont on ait tiré jusqu'ici des résultats rigoureux. Elle consiste à envoyer le courant gazeux dans un tube chargé T renfermant une électrode isolée R (*fig.* 4) reliée à

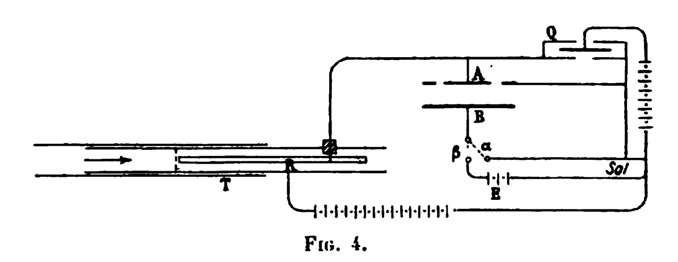


FIG. 4.

l'électromètre, et à mesurer le courant de saturation au niveau de cette électrode en arrêtant tous les ions par un champ suffisamment intense. Si ensuite on recule l'électrode le long du tube, à l'aide d'une coulisse, et si on recommence la mesure un peu plus loin, la valeur du nouveau courant de saturation sera moindre, par suite de la recombinaison partielle des ions pendant le temps que met le gaz à aller de l'ancienne position de l'électrode à la nouvelle. Le temps T se déduit du débit du gaz ; les deux courants de saturation sont évidemment proportionnels aux densités $n_1$ et $n_2$ des charges présentes dans le gaz au début et à la fin du temps T. Un étalonnage convenable de l'électromètre donnera aisément $n_1$ et $n_2$ en valeur absolue. On aura donc tous les éléments du calcul de α.

Pour faire l'étalonnage d'une manière rigoureuse, la paire de quadrants utilisée est reliée en permanence au plateau central A de l'armature à anneau de garde d'un condensateur plan étalon (capacité C = 31 unités). Pendant les expériences principales, l'autre

armature B est reliée en $\alpha$ au sol ainsi que l'anneau de garde, et la capacité du système qui recueille les charges se trouve seulement un peu augmentée. — Pour réaliser ensuite l'étalonnage, on arrête le courant gazeux, isole l'électromètre et porte brusquement à un potentiel connu E de quelques volts l'armature B du condensateur qui était tout à l'heure au sol (il suffit pour cela de remplacer la liaison $\alpha$ par la liaison $\beta$). Il en résulte une influence sur l'électromètre qui lui imprime une déviation permanente. Cette déviation est proportionnelle à la charge connue que l'on a libérée dans le condensateur ($q = CE$), et le coefficient de proportionnalité est le même que dans l'expérience principale. On connaît dès lors la valeur en quantité d'électricité d'une division de l'échelle électrométrique.

Pour les ions des rayons de Röntgen, dans l'air ordinaire dénué de poussières, Townsend a trouvé $\alpha = 3400$. Pour les ions du phosphore, j'ai trouvé des valeurs oscillant entre 1 et 5. Ici encore le coefficient est d'une petitesse anormale et en accord avec la petitesse des mobilités. Il est en effet naturel que les ions, peu mobiles dans un champ quelconque, ne se recombinent que très lentement sous l'influence de leurs attractions mutuelles.

*Les phénomènes de condensation.* — Barus avait découvert que l'air qui avoisine un bâton de phosphore active la condensation d'un jet de vapeur d'eau, de la même manière qu'une aigrette ou que le radium. Mais ses expériences tendraient à faire penser que cette condensation est en quelque sorte indépendante de la conductibilité du gaz.

Ayant trouvé pour les ions du phosphore une mobilité exceptionnelle, il y avait lieu de chercher si les phénomènes de condensation ne présentaient pas, eux aussi, une différence avec les phénomènes offerts par les ions ordinaires et résumés plus haut. J'ai constaté de suite le fait suivant : l'air très sec qui a passé sur le phosphore renferme toujours des poussières très ténues, visibles dans la lumière d'un arc suffisamment intense, mais invisibles à la lumière diffuse. Si on le fait passer dans une atmosphère de vapeur d'eau *simplement saturante*, il se produit dans le gaz une condensation abondante et très visible à la lumière diffuse, alors que les gaz ionisés ordinaires exigent une forte sursaturation de la vapeur pour provoquer la condensation.

J'ai du reste pu démontrer directement et rigoureusement : 1° que les centres chargés ou ions présents dans le gaz étaient, pour une

grande partie au moins, confondus avec les poussières ténues visibles dans le gaz ; 2° que la condensation se produit surtout sur les ions fonctionnant comme centre de condensation. L'appareil qui m'a servi se compose d'une cuve en verre renfermant trois plateaux métalliques parallèles et identiques A, B, C, séparés par des intervalles de 6 millimètres. On peut introduire dans cette cuve le gaz qui a passé sur le phosphore et observer le nuage qu'il contient en éclairant vivement le gaz par la lumière d'un arc électrique et observant sur fond noir. On constate ainsi que, quand les trois plateaux A, B, C sont au même potentiel, des traînées blanchâtres apparaissent entre eux, manifestant la présence de poussières dans le gaz. Si, A et B restant au même potentiel, on établit entre B et C un champ électrique intense et *uniforme* avec une batterie de 300 accumulateurs, la traînée disparaît du côté où existe le champ, et de celui-là seulement. L'expérience réussit aussi bien, que le gaz soit bien sec ou ait barboté dans l'eau. Seulement, dans le second cas, le phénomène est plus facile à observer par suite de l'abondante condensation produite dans le gaz. Cette double expérience établit nettement les deux points énoncés plus haut, et elle est à rapprocher d'une expérience différentielle analogue par laquelle C.-T.-R. Wilson a montré la dissymétrie qui existe entre les ions ordinaires positifs et négatifs au point de vue de la condensation.

La conception à laquelle on est conduit est dès lors la suivante : les ions, formés au moment de l'oxydation du phosphore par un mécanisme inconnu, s'entourent d'une masse matérielle relativement considérable (bien plus forte que dans les cas d'ionisation ordinaires), qui les alourdit, leur donne une très faible mobilité et un très petit coefficient de recombinaison. De plus, elle les rend visibles dans la lumière d'un arc. En présence de vapeur d'eau, simplement saturante, probablement par suite d'un phénomène chimique (1), le centre chargé s'entoure d'une goutte d'eau, provoquant ainsi une condensation intense dans le gaz. Les deux phénomènes de faible mobilité et de facile condensation se trouvent ainsi réunis sur le même centre, quoiqu'ils paraissent dus à des phénomènes en quelque sorte indépendants.

(1) Il est naturel, pour le moment, d'admettre que la matière en question est constituée par des oxydes du phosphore, qui, avec l'humidité, donnent des acides solubles dans l'eau et abaissent sa tension de vapeur.

*Les cas d'ionisation exceptionnels et les gaz récemment préparés.* — Ayant établi que les ions du phosphore étaient exceptionnels au double point de vue de la mobilité et de la condensation, on pouvait se demander si ce cas d'ionisation était absolument isolé, ou s'il existait des exemples analogues.

Or Townsend, qui, en 1898, a étudié les gaz préparés par voie électrolytique (H, O et Cl), a montré qu'ils étaient toujours chargés et que leur conductibilité, fort appréciable, était due à des ions très analogues aux précédents : ils ont une très faible mobilité, du même ordre que celle des ions au phosphore, et possèdent également la propriété de condenser la vapeur d'eau simplement saturante. Il n'y a aucun doute sur ces résultats, quoique l'élégante méthode par laquelle Townsend a réussi à mesurer les mobilités suppose essentiellement que le gaz ne renferme que des charges d'un seul signe, et ne donne par suite que des ordres de grandeur. Les ions contenus dans ces gaz paraissent donc se comporter en tout comme ceux du phosphore.

Lenard, dans l'étude de l'ionisation de l'air par l'ultra-violet extrême, Kœhler, dans l'étude de l'ionisation de l'air par une chute d'eau salée, ont signalé aussi des ions positifs très peu mobiles, leur mobilité étant encore du même ordre de grandeur que les précédents : dans le premier cas, la vapeur d'eau saturante produit également une condensation. Enfin Mac Clelland, qui a mesuré les mobilités des ions dans les gaz issus d'une flamme, a trouvé que la mobilité diminuait jusqu'à $0^{mm},4$ quand la température était ramenée à 150° ; il n'a pas pu malheureusement descendre jusqu'à la température ordinaire. Pour les gaz avoisinant un arc électrique ou un fil de platine incandescent, les résultats sont analogues.

Tous ces faits et surtout ceux qui ont été observés par Townsend semblent montrer que le cas du phosphore n'est pas entièrement isolé.

J'ai réussi à augmenter encore notablement le nombre de ces cas singuliers, en étudiant les gaz récemment préparés par voie chimique. Ces gaz sont en général conducteurs de l'électricité, et renferment le plus souvent un grand excès d'ions d'un certain signe; c'est ce qu'avaient déjà montré Enright et Townsend. Malgré l'irrégularité considérable des phénomènes, on peut arriver cependant à se faire une idée de la mobilité des ions dans ces gaz en se servant de la méthode de zéro indiquée ci-dessus et qui

s'adapte tout spécialement à ces cas. On charge le tube C de la figure 3 à un potentiel fixe, on envoie dans le tube le gaz ionisé qui sort de l'appareil où on le prépare et on suit simultanément la marche de l'électromètre et du manomètre où on mesure la vitesse du gaz. On arrive ainsi aisément à connaître la vitesse du gaz au moment précis où l'équilibre électrométrique est atteint par suite du ralentissement progressif et spontané du courant gazeux. La mobilité se calcule dès lors par la formule déjà indiquée. L'hydrogène, l'oxygène et l'acide carbonique, préparés par divers moyens, ont été ainsi étudiés et m'ont conduit au résultat suivant : *Les mobilités des ions qu'ils renferment sont encore du même ordre de grandeur que celles des ions du phosphore.*

Les phénomènes de condensation sont aussi les mêmes : la condensation de la vapeur d'eau se produit quand celle-ci est simplement saturante, et on peut démontrer, avec le même appareil que pour le phosphore, que les ions sont ici encore des espèces de poussières chargées, relativement très lourdes, sur lesquelles la vapeur irait se condenser probablement par suite d'un phénomène chimique. On s'explique ainsi, en particulier, l'apparition de nuages épais dans les flacons laveurs où on fait barboter en chimie certains gaz que l'on vient de préparer.

La cause de la conductibilité est encore plus obscure pour les gaz récemment préparés que pour le phosphore. On sait en effet que les gaz qui ont barboté sous forme de bulles très fines à travers un liquide sont assez fortement ionisés. Et l'on peut se demander, tout au moins dans le cas où le gaz est préparé au sein d'un milieu liquide, si c'est le barbotage qui joue le rôle essentiel ou bien si c'est l'action chimique. Les expériences faites dans cette voie n'ont pas encore donné de résultats certains. — On peut signaler aussi que dans plusieurs cas la charge du gaz produite au sein d'un liquide change de grandeur avec le temps, et peut même changer de sens. Il y a là tout un ensemble de phénomènes compliqués qui restent à débrouiller, et sur ce point je n'ai fait qu'indiquer les résultats fondamentaux.

*Conclusion.* — Bien que cette étude soit encore très sommaire, et que beaucoup de difficultés accessoires, qui se présentent inévitablement dans des phénomènes aussi complexes, n'aient pas encore été éclaircies, il y a lieu, à ce qu'il semble, d'admettre l'existence d'une classe nouvelle de gaz ionisés, dont feraient partie l'air ionisé par le phosphore et les gaz récemment préparés par voie chimique. Elle se

caractérise par deux propriétés exceptionnelles : très faible mobilité des ions, condensation par les ions de la vapeur d'eau simplement saturante. Cette classe semble actuellement nettement séparée de la classe des ions ordinaires. On n'a pas jusqu'ici trouvé d'intermédiaires permettant de passer de l'une à l'autre d'une manière à peu près continue. Certaines raisons théoriques, qu'il serait trop long d'exposer ici, permettent même de croire que cette séparation en deux classes est fondée sur des causes profondes, et qu'il n'y a pas lieu d'espérer trouver dans l'avenir la transition qui manque dans le présent.

---

## L'ÉPAISSEUR DE LA COUCHE CAPILLAIRE;

Par M. GERRIT BAKKER.

1. Imaginons (*fig.* 1) une membrane liquide, de largeur égale à l'unité, disposée entre deux tiges maintenues par des cordes tendues dans une atmosphère de vapeur du liquide; elle est en équilibre sous l'action de la pression de la vapeur et des tensions 2H des cordes, H

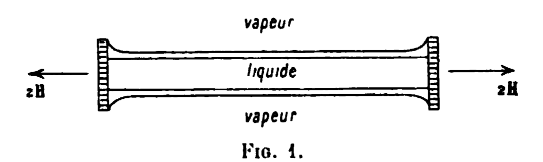



FIG. 1.

étant la tension superficielle. Soient $p_1$ la pression de la vapeur (égale à la pression hydrostatique par unité de surface à l'intérieur de la membrane dans une direction perpendiculaire à la surface) et $p_2$ la pression hydrostatique par unité de surface dans une direction parallèle à la surface; j'ai démontré (¹) que la constante capillaire de Laplace s'écrit, $h$ étant la normale à la surface de la membrane :

$$H = \int_1^2 (p_1 - p_2)\, dh.$$

L'intégration se rapporte à l'une seulement des deux couches capillaires de la membrane.

(¹) *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. IX, p. 403 ; 1900.

Soit (*fig.* 2) une tranche médiane de la membrane; si celle-ci est suffisamment épaisse, entre les plans parallèles à la surface passant par les points E et F se trouve du *liquide;* les plans parallèles A et E comprennent une couche capillaire, les plans parallèles F et B com

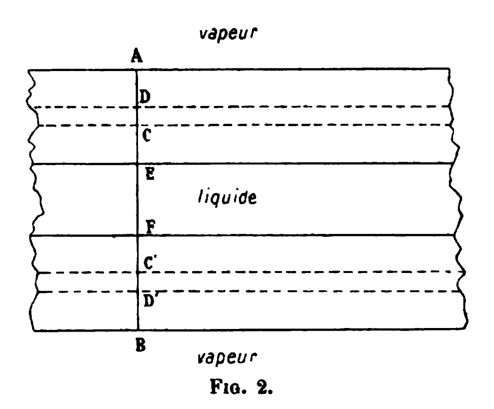



Fig. 2.

prenant l'autre. Si la densité dans ces deux couches varie d'une manière continue, nous devons rencontrer, en allant de E vers A ou de F vers B, des phases stables ayant toutes les densités intermédiaires entre celles du liquide et de la vapeur saturée, en même temps que les phases instables des isothermes de James Thomson et de Van der Waals, représentées par les points situés entre C et D ou entre C′ et D′ (*fig.* 3).

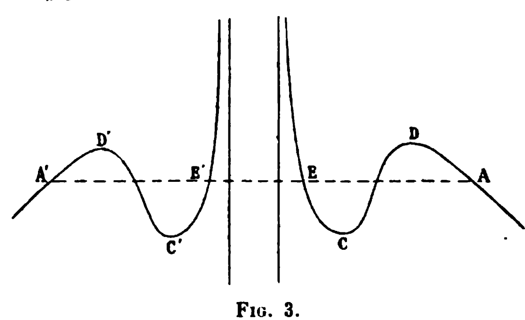



Fig. 3.

Étirons la membrane d'une façon isothermique et réversible, la structure des couches AE et BF ne changera pas tant que EF sera assez épaisse, les phases instables pouvant alors exister. En continuant d'amincir la membrane, il viendra un moment où les phases

instables comprises entre C et D ou entre C′ et D′ ne pourront plus être maintenues par les phases stables voisines, de sorte que brusquement se produira un nouvel état d'équilibre dans lequel la membrane s'amincit dans ses parties les moins épaisses par suite de la disparition des phases instables par elles-mêmes.

Ce phénomène a été observé par Reinold et Rücker en étudiant les bulles de savon. Par écoulement lent du liquide dans l'air humide, les membranes s'amincissent et il se forme des taches noires beaucoup plus minces que les autres parties; celles-ci ont une épaisseur moyenne de 10 $\mu\mu$, tandis que les parties voisines ont environ 50 $\mu\mu$ d'épaisseur. D'après les considérations qui précèdent, les phénomènes de Reinold et Rücker se laissent interpréter comme une disparition des phases instables par elles-mêmes dans les membranes étudiées.

2. Les membranes se terminant des deux côtés par une couche capillaire, on déduit de ce qui précède que l'épaisseur de la couche capillaire complète de l'eau de savon est, aux températures ordinaires, comprise entre $\frac{50}{2}$ $\mu\mu$ et $\frac{10}{2}$ $\mu\mu$. Si la présence de «liquide» à l'intérieur de la membrane est nécessaire pour l'équilibre des phases instables par elles-mêmes, on aura :

$$h < 25\ \mu\mu.$$

D autre part, on a

$$h > 5\ \mu\mu.$$

Nous adopterons la valeur moyenne

$$h = \frac{25 + 5}{2}\ \mu\mu = 15\ \mu\mu.$$

Cherchons comment varie, avec la température, l'épaisseur de la couche capillaire. J'ai montré que, si l'on adopte pour les forces capillaires des éléments de volume du fluide la fonction potentielle

$$-f\frac{e^{-\frac{r}{\lambda}}}{r},$$

l'épaisseur $h$ de la couche capillaire est donnée par (¹)

$$(1) \qquad h = \frac{6}{5\pi f}\frac{a^2(\rho_1 - \rho_2)^2}{H}, \qquad (a = 2\pi f\lambda^2).$$

(¹) *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. II, p. 364; 1903.

Soient $r$ la chaleur interne de vaporisation et $a$ le coefficient de pression intérieure de l'équation de Van der Waals, on a :

$$r = A(\rho_1 - \rho_2), \qquad A = a - T\frac{da}{dT} \text{ (1)}.$$

La formule (1) peut donc s'écrire :

$$h = \frac{6}{5\pi f}\frac{1}{\left(1 - \frac{T}{a}\frac{dT}{da}\right)^2}\cdot\frac{r^2}{H}, \tag{2}$$

ou

$$h = \frac{6}{5\pi f}\frac{1}{\left(1 + \frac{T}{T_k}\right)^2}\cdot\frac{r^2}{H}. \tag{3}$$

en posant avec Van der Waals : $a = a_1 e^{1 - \frac{T}{T_k}}$.

Si nous considérons $f$ comme une constante et si nous adoptons pour H la formule

$$H = 75{,}8 - 0{,}152t \text{ (en ergs par cmq)},$$

nous trouverons pour l'*eau*, en utilisant les données de Regnault :

$$\frac{h_{15}}{h_{200}} = \frac{57}{37}.$$

En posant avec Clausius $a = \frac{a_1}{T}$, nous trouvons :

$$\frac{h_{15}}{h_{200}} = \frac{42}{39}.$$

La formule (2) montre donc que l'« épaisseur » de la couche capillaire reste sensiblement la même entre 15° et 200°. Au cas où $f$ diminuerait quand la température croît, la variation de $h$ pourrait être plus lente encore ou même changer de signe.

On peut encore calculer $h$ au moyen de la formule (4), qui est indépendante des variations $f$ (2) :

$$h = \frac{H}{p_1 - p} = \frac{H}{p_1}\frac{p_1}{p_1 - p}. \tag{4}$$

(1) Si la pression thermique varie proportionnellement à T (*Zeitsch. f. phys. Chemie*, t. XII, p. 283 ; 1893).

(2) *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 364 ; 1903.

$p_1$ est la tension de la vapeur et $p$ la pression du point F de la *fig.* 4, qui est tel que le potentiel thermodynamique a en ce point la même valeur que pour les phases homogènes du liquide et de la vapeur ; $p_1$ et $p$ correspondent à une même valeur du potentiel thermodynamique et l'on a : Surface NHGM = LFGM.

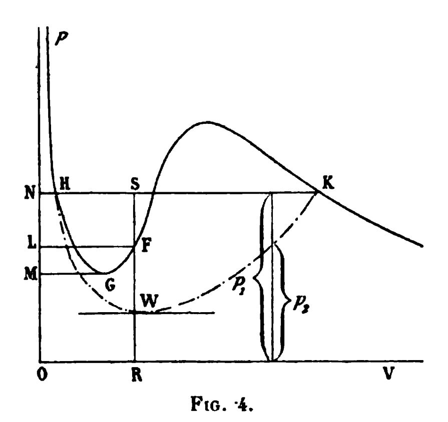



Fig. 4.

Calculons $h$ pour la température absolue $T = \frac{27}{32} T_k$, à laquelle,

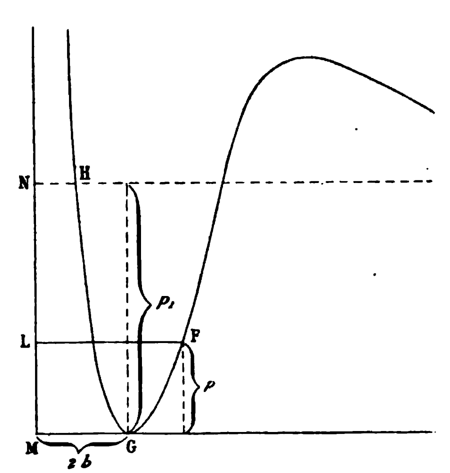



Fig. 5.

d'après Van der Waals [1], l'isotherme est tangente à l'axe des abscisses (*fig.* 5).

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 718 ; 1902.

D'après la forme de l'isotherme, $\frac{p_1 - p}{p_1}$ a une valeur voisine de $\frac{2}{3}$; il faudra donc multiplier $\frac{H}{p_1}$ par $\frac{3}{2}$ pour avoir $h$.

Pour $CO^2$, l'isotherme de la *fig.* 5 est celle de — 16° et $p_1 = 22{,}5$ atmosphères ; d'après les états correspondants, on doit avoir pour l'*eau* dans les mêmes conditions :

$$t = 325^\circ \quad \text{et} \quad p_1 = 60^{\text{atm.}} = 61 \times 10^6 \frac{\text{dynes}}{\text{cm}^2}.$$

La formule de Laplace donne

$$H_{325} = 26; \quad \text{d'où} \quad h = \frac{3}{2}\frac{H}{p_1} = \frac{3}{2}\frac{26}{61 \times 10^6} = 6{,}3\ \mu\mu.$$

Si l'épaisseur de la couche capillaire de l'eau de savon est du même ordre de grandeur que celle de l'eau pure, on voit que les formules (2) et (4) donnent, pour 200° et 325°, des valeurs de $h$ du même ordre de grandeur que celle que donnent, pour 15°, les expériences de Reinold et Rücker.

Les expériences de Berthelot, Pacinotti, Leduc et Sacerdote, Osborne Reynolds, Worthington, etc., ont prouvé qu'on peut observer dans les liquides de fortes pressions négatives. Van der Waals a montré que les températures auxquelles ces pressions négatives correspondent à des équilibres stables sont, d'après son équation d'état, celles qui sont inférieures à $T = \frac{27}{32} T_k$ (¹), température qui, en degrés centigrades, est, pour l'eau, 325°. On doit donc s'attendre à ce qu'aux températures ordinaires ce liquide présente des tensions négatives extraordinairement fortes; il doit en être de même dans la couche capillaire. Calculons la pression négative dans la couche capillaire de l'eau à 0°; on a :

$$H = 75{,}8 \frac{\text{dynes}}{\text{cm}^2}, \qquad p_1 = 0, \qquad h = 15\ \mu\mu,$$

$$h = \frac{H}{p_1 - p} = \frac{H}{-p}, \quad \text{d'où} \quad -p = \frac{H}{h} = \frac{75{,}8}{15 \times 10^{-7}} \frac{\text{dynes}}{\text{cm}^2} = 50{,}5 \frac{\text{dynes}}{\text{cm}^2},$$

$$-h = 50 \text{ atmosphères environ.}$$

Dans les taches noires de Reinold et Rücker, qui sont en équilibre

(¹) *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. I, p. 718; 1902; et t. II, p. 366; 1903.

avec les autres parties de la bulle (la tension 2H équilibrant — $2p$), l'épaisseur est inférieure au double de la couche capillaire, par suite la pression négative y est encore plus grande en valeur absolue. *Les pressions négatives peuvent donc être très fortes dans une couche capillaire.*

Les calculs de Van der Waals (*Continuité*, etc.) donnent pour l'épaisseur de la couche capillaire des valeurs plus faibles que celles que nous avons trouvées. Il obtient notamment pour l'eau, à la température ordinaire : $h = 0{,}15$ $\mu\mu$. Il est vrai qu'il suppose que la densité de la couche capillaire est égale à celle du liquide, alors que la *variation* de la densité dans cette couche est la cause principale de l'existence d'une tension capillaire. Mais les valeurs calculées de $h$ sont en général trop petites, parce que la formule dont se sert Van der Waals :

$$h = \frac{H}{K} \qquad (K = \text{pression moléculaire}),$$

n'est pas exacte. Je me propose, dans le paragraphe suivant, d'examiner la différence entre $h$ et $\frac{H}{K}$, ainsi que les valeurs de $h$ aux températures élevées.

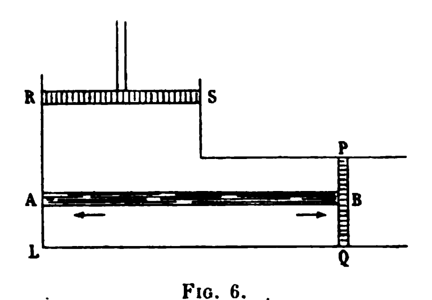


Fig. 6.

3. Imaginons un liquide en contact avec sa seule vapeur dans un vase tel (*fig.* 6) qu'on puisse, et d'une façon réversible, au moyen des deux pistons PQ et RS, augmenter la surface du liquide S sans changer le volume total. Les lois connues de la thermodynamique donnent alors, $\eta$ et $\varepsilon$ étant l'entropie et l'énergie libre de la masse totale et T la température absolue :

$$(5) \qquad T d\eta = d\varepsilon - H dS.$$

Le liquide et la vapeur saturée contribuent l'un et l'autre à la formation de la couche capillaire. Lorsque AB = S augmente de 1 centimètre carré, $d\epsilon$ représente la différence entre l'énergie libre de la couche capillaire par unité de surface et celles des phases homogènes qui ont contribué à sa formation ; désignons cette grandeur par $\epsilon_s$. Soit $\eta_s$ l'entropie correspondante, l'équation (5) devient :

$$\text{(6)} \qquad H = \epsilon_{s} - T\eta_{s}.$$

Pour calculer $\epsilon_s$, imaginons la couche capillaire séparée en deux par un plan parallèle à sa surface, de telle façon que la masse de la couche capillaire soit égale à celle des deux phases homogènes que le plan sépare et dont l'épaisseur totale $h_1 + h_2$ est celle de la couche capillaire $h$. Soient $\rho_1 = \frac{1}{u_1}$ et $\rho_2 = \frac{1}{u_2}$ les densités du liquide et de la vapeur saturée : on a, $m$ étant la masse de la couche par unité de surface,

$$h = h_1 + h_2, \qquad h_1\rho_1 + h_2\rho_2 = m,$$

d'où :

$$h_1 = \frac{m - h\rho_2}{\rho_1 - \rho_2} \quad \text{et} \quad h_2 = \frac{h\rho_1 - m}{\rho_1 - \rho_2}.$$

Les masses des phases liquide et vapeur nécessaires pour la formation de la couche par unité de surface sont donc :

$$\text{(7)} \qquad \frac{m - h\rho_2}{\rho_1 - \rho_2}\rho_1 \quad \text{et} \quad \frac{h\rho_1 - m}{\rho_1 - \rho_2}\rho_2.$$

Soient $\epsilon_1$ et $\epsilon_2$ les énergies libres du liquide et de la vapeur par unité de masse ; si l'on remarque que la chaleur de vaporisation interne est $r = \epsilon_2 - \epsilon_1$, l'énergie libre totale des phases homogènes précédentes est :

$$\text{(8)} \quad \frac{m - h\rho_2}{\rho_1 - \rho_2}\rho_1\epsilon_1 + \frac{h\rho_1 - m}{\rho_1 - \rho_2}\rho_2\epsilon_2 = m\frac{\rho_1\epsilon_1 - \rho_2\epsilon_2}{\rho_1 - \rho_2} + h\frac{r}{u};\ (u = u_2 - u_1)$$

si donc E désigne l'énergie de la couche capillaire, on a :

$$\text{(9)} \qquad \epsilon_s = E - \frac{m(\rho_1\epsilon_1 - \rho_2\epsilon_2)}{\rho_1 - \rho_2} - h\frac{r}{u}.$$

Or on a d'autre part :

$$\epsilon_s = H - T\frac{dH}{dT};$$

il vient donc :

$$(10) \qquad E = H - T\frac{dH}{dt} + m\frac{(\rho_1\varepsilon_1 - \rho_2\varepsilon_2)}{\rho_1 - \rho_2} + h\frac{r}{u}.$$

L'augmentation de l'énergie quand on transforme la masse $m$ de liquide en couche capillaire devient, toutes réductions faites, en appelant $v$ le volume de la couche capillaire *par unité de masse* $(mv = h)$ (¹) :

$$(11) \qquad E - m\varepsilon_1 = H - T\frac{dH}{dT} + m\frac{v - u_1}{u} r.$$

Exprimons que cette énergie est plus petite que la chaleur de vaporisation interne correspondante $mr$, comme lord Kelvin l'a remarqué ; on aura :

$$H - T\frac{dH}{dT} + m(v - u_1)\frac{r}{u} < mr,$$

d'où

$$m > \frac{H - T\frac{dH}{dt}}{r}.$$

Soit $\bar{\rho}$ la densité moyenne de la couche capillaire :

$$m = \bar{\rho}h < \rho_1 h,$$

on a :

$$h > \frac{H - T\frac{dH}{dt}}{r\bar{\rho}} > \frac{H - T\frac{dH}{dt}}{r\rho_1}.$$

Dans la théorie de Van der Waals, on a :

$$r = \left(a - T\frac{da}{dT}\right)(\rho_1 - \rho_2).$$

(¹) L'augmentation de l'énergie, quand on transforme la couche capillaire en vapeur, est :

$$m\varepsilon_2 - E = m\frac{u_2 - v}{u} r - \left(H - T\frac{dH}{dT}\right).$$

Combinée à (11), cette équation donne pour la différence entre l'énergie de la couche capillaire par unité de surface et la demi-somme des énergies des deux phases homogènes, $p_1$ étant la pression de la vapeur saturée :

$$E - m\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} = H - T\frac{dH}{dT} + h\left\{1 - \frac{u_1 + u_2}{2u}\right\}\left(T\frac{dp_1}{dT} - p_1\right).$$

Si

$$a = a_1 e^{1 - \frac{T}{T_k}},$$

il s'ensuit :

$$a - T\frac{da}{dT} = a\left(1 + \frac{T}{T_k}\right).$$

Pour l'eau à + 15°, on trouve ainsi $a - T\dfrac{da}{dT} = \dfrac{24}{17}a$. D'autre part, pour ce liquide, on peut poser :

$$H = -T\frac{dH}{dT},$$

d'où

$$h > \frac{H - T\frac{dH}{dT}}{r\bar{\rho}} > \frac{H - T\frac{dH}{dT}}{r\rho_1} > \frac{2H}{\frac{24}{17}a\rho_1^2} \qquad \text{ou} \qquad h > \frac{17}{12}\frac{H}{K};$$

$h$ étant plus grand que $\dfrac{17}{12}\dfrac{H}{K}$ est donc plus grand aussi que $\dfrac{H}{K}$, mais d'une quantité qui nous est inconnue. L'équation (11) montre que l'on aurait :

$$h = \frac{17}{12}\frac{H}{K} \qquad \text{si l'on pouvait poser} \qquad E - m\varepsilon_1 = r,$$

ce qui n'est pas exact.

Nous pouvons démontrer que la différence entre $h$ et $\dfrac{H}{K}$ devient considérable aux températures élevées.

En effet, la théorie de Van der Waals donne pour l'énergie d'une phase homogène :

$$\varepsilon = -A\rho + \Omega,$$

$-A\rho$ étant l'énergie potentielle (A étant une fonction de la température) et $\Omega$ le reste de l'énergie. Si on suppose que les variations isothermiques sont des variations de l'énergie potentielle et si W désigne l'énergie potentielle de la couche capillaire, l'équation (9) donne :

$$(12) \qquad \varepsilon_S = W - hA\rho_1\rho_2 + mA(\rho_1 + \rho_2).$$

Remplaçons $\varepsilon_S$ par $H - T\dfrac{dH}{dT}$, il vient :

$$(13) \qquad H - T\frac{dH}{dT} - W = mA(\rho_1 + \rho_2) - hA\rho_1\rho_2;$$

W est plus petit que l'énergie $-A\rho_2^2 h$ du volume égal de vapeur; d'autre part, $m < \rho_1 h$; il s'ensuit :

$$H - T\frac{dH}{dT} < Ah\,(\rho_1^2 - \rho_2^2),$$

d'où :

$$h > \frac{H - T\dfrac{dH}{dT}}{\left(a - T\dfrac{da}{dT}\right)(\rho_1^2 - \rho_2^2)}.$$

Si on pose $a\rho_1^2 = K$, il vient:

(14) $$h > \frac{1 - \dfrac{T}{H}\dfrac{dH}{dT}}{1 - \dfrac{T}{a}\dfrac{da}{dT}}\frac{H}{K}\cdot\frac{\rho_1^2}{\rho_1^2 - \rho_2^2};$$

Quelques degrés au-dessous de la température à laquelle le ménisque disparaît, $1 - \frac{T}{a}\frac{da}{dT}$ ne diffère pas beaucoup de 2 d'après la formule $a = a_1 e^{1 - \frac{T}{T_1}}$, tandis que l'hypothèse $a = \frac{a_1}{T}$ donne 2 rigoureusement.

D'autre part, H est donné par la formule $H = A\left(1 - \frac{T}{T_k}\right)^{\frac{5}{4}}$, dans laquelle A est une constante et $\frac{5}{4}$ une valeur approximative ([1]); il s'ensuit :

$$1 - \frac{T}{H}\frac{dH}{dT} = 1 + \frac{5}{4}\frac{\dfrac{T}{T_k}}{1 - \dfrac{T}{T_k}}.$$

Si l'on admet au contraire la formule linéaire $H = A - BT$, il vient:

$$1 - \frac{T}{H}\frac{dH}{dT} = 1 + \frac{B}{\dfrac{A}{T} - B}.$$

---

([1]) A la température de Cagniard-Latour, la valeur de l'exposant est voisine de $\frac{3}{2}$. Van der Waals trouve d'ailleurs cette même valeur d'une façon théorique dans sa *Théorie thermodynamique de la capillarité*. Pour des températures qui ne sont pas *immédiatement* voisines de la température critique, on a pour l'éther, le benzène et le chlorobenzène respectivement :

1,27, 1,23 et 1,214.

Dans les deux cas, le numérateur du second membre de (14) a des valeurs considérables. De plus, $\rho_1 - \rho_2$ étant petit, le quotient $\frac{\rho_1^2}{\rho_1^2 - \rho_2^2}$ est également grand. L'épaisseur capillaire $h$ doit donc être donnée par une expression qui diffère beaucoup de $\frac{H}{K}$.

Pour l'éther à 189°, on a :

$$\rho_1 = 0{,}3115, \qquad \rho_2 = 0{,}2096$$

$$1 - \frac{T}{H}\frac{dH}{dT} = \frac{T_k}{T_k - T} = \frac{467{,}4}{5{,}4} = 86{,}5, \quad 1 - \frac{T}{a}\frac{da}{dT} = \frac{T + T_k}{T} = \frac{929{,}4}{462} = 2{,}01,$$

d'où :

$$h > 81 \frac{H}{a\rho_1^2}.$$

Pour le pentane à 196°,5, on trouve de la même manière :

$$h > 403 \frac{H}{a\rho_1^2}.$$

J'ai posé comme d'ordinaire $a\rho_1^2 = K$, mais il vaut mieux appeler *pression moléculaire* $K = a(\rho_1^2 - \rho_2^2)$ (1), car c'est l'expression qui donne la force avec laquelle l'unité de surface de la couche capillaire est tirée par les forces capillaires vers le liquide. L'inégalité (14) s'écrit alors :

$$h > \frac{1 - \frac{T}{H}\frac{dH}{dT}}{1 - \frac{T}{a}\frac{da}{dT}} \cdot \frac{H}{K}. \qquad (15)$$

Le calcul précédent n'a plus de sens *immédiatement* au-dessus de la température à laquelle le ménisque disparaît. Les considérations ordinaires donneraient $H = 0$ à la température de Cagniard-Latour, tandis que nous verrons, dans la seconde partie de ce travail, qu'il y a encore réellement à cette température une tension capillaire, laquelle ne devient nulle qu'au moment où la densité du corps est devenue la même dans toute la masse. Cette dernière température, la température critique, exige $H = 0$ et $K = 0$.

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 548 ; 1899, et t. IX, p. 401 ; 1900.

## REMARQUES AU SUJET DU MÉMOIRE DE M. DIETERICI, INTITULÉ « LES CHALEURS SPÉCIFIQUES DE L'ACIDE CARBONIQUE ET DE L'ISOPENTANE »;

Par M. E. MATHIAS.

1. Dans le mémoire en question [1], analysé longuement par M. Marchis [2], M. Dieterici montre comment on peut obtenir les chaleurs spécifiques du liquide saturé et de la vapeur saturée, et donne le calcul des chaleurs spécifiques à volume constant qui leur correspondent, complété par un essai de détermination expérimentale.

Comme, à part une citation de ma thèse, aucune allusion n'est faite à mes travaux expérimentaux et théoriques sur ces questions, je suis obligé de rappeler que j'ai donné le premier la solution expérimentale de l' « Étude calorimétrique complète des liquides saturés » (*Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse*, t. X, 1896, et *Journ. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 381 ; 1896), solution complétée par un mémoire théorique « sur les propriétés thermiques des fluides saturés » (*Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse*, t. XII, 1898, et *Journ. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 397 ; 1898) et par une remarque « sur le rapport de la chaleur de vaporisation interne à la différence des densités » (*Procès-verbaux des Séances de la Société française de Physique*, réunion annuelle des 20 et 21 avril 1900, p. 35*).

MM. Bouty et Duhem m'ayant fait l'honneur d'insérer ces travaux dans leurs traités classiques [3], aucune contestation n'est possible.

2. *Ma méthode repose exclusivement sur le principe de l'équivalence :* Elle consiste expérimentalement à faire passer de la température connue d'une étuve à celle d'un calorimètre à eau la masse totale de fluide contenue dans un vase métallique résistant, dont le volume peut être considéré comme constant. L'équation rigoureuse

---

(1) C. Dieterici, *Drude's Annalen*, 4e série, t. XII, p. 154 ; 1903.

(2) *J. de Phys.*, ce volume, p. 234.

(3) E. Bouty, premier supplément du *Cours de Physique de l'École Polytechnique*, p. 37 à 44 ; 1896.

P. Duhem, *Traité élémentaire de mécanique chimique*, t. II, chap. v, § 2, p. 216, et § 3, p. 219 ; 1898.

du problème exprime qu'en général la quantité de chaleur perdue par le corps expérimenté est la somme de *cinq* termes : les deux premiers se rapportent aux chaleurs spécifiques du liquide et de la vapeur saturée qui le surmonte ; le troisième contient la chaleur de vaporisation interne à la température finale du calorimètre ; les deux autres sont relatifs aux travaux extérieurs du liquide et de la vapeur saturée.

Si l'on connaît expérimentalement et d'une façon complète le système $(p, u, u')$ du corps étudié, les travaux extérieurs se calculent avec précision. Le terme relatif à la chaleur de vaporisation interne est une correction petite que l'on peut faire en toute rigueur si l'on a déterminé directement la chaleur de vaporisation à la température ordinaire. Enfin on s'arrange de façon qu'il ne reste qu'une trace de vapeur en présence du liquide, ou inversement, de sorte que, des deux termes relatifs aux chaleurs spécifiques étudiées, l'un est absolument prépondérant vis-à-vis de l'autre.

J'ai également montré qu'on pouvait déterminer directement la chaleur spécifique de la vapeur saturée sans avoir besoin de connaître celle du liquide.

On arrive ainsi à une méthode rigoureuse *dont les résultats sont susceptibles de vérification.* Celle-ci consiste à déduire des chaleurs spécifiques expérimentales (liquide et vapeur), au moyen d'une transformation auxiliaire qui s'appuie sur le principe de l'équivalence, la chaleur de vaporisation interne $\rho$ ; en ajoutant à celle-ci la chaleur de vaporisation externe $Ap\,(u' - u)$, on obtient la chaleur de vaporisation totale $\lambda$, que l'on compare aux nombres tirés de la formule de Clapeyron :

$$\lambda = AT(u' - u)\frac{dp}{dt}.$$

Si les expériences ont été bien faites, la vérification réussit, et la méthode *donne alors une vérification du principe de Carnot.* Dans ces conditions, on calcule avec sécurité les chaleurs spécifiques à volume constant, et l'on constate qu'elles sont *toujours positives*, et qu'elles restent *finies* en tendant vers une limite *unique* à la température critique, ce qui est la vérification de l'hypothèse de Raveau et de la construction géométrique de Dahlander.

3. Malgré la différence des notations, M. Dieterici part d'équations identiques aux miennes et parfaitement rigoureuses ; il en est

ainsi en particulier de l'équation (6) :

$$(6) \qquad [Q]_0^t = [m\rho]_0^t + MC_{im} \cdot t,$$

dans laquelle $[Q]_0^t$ est la chaleur abandonnée par la masse totale M du fluide étudié ; $m$ la quantité de vapeur saturée surmontant le liquide à la température qui correspond à la chaleur de vaporisation interne $\rho$, et $C_{im}$, la chaleur spécifique moyenne interne du liquide saturé entre 0° et $t$°.

*La détermination des quantités $C_{im}$ est la seule partie expérimentale du travail de M. Dieterici ; une fois ces nombres admis, tout le reste est calcul, et ne comporte pas de vérification.* Il y a donc lieu d'insister sur l'utilisation de l'équation (6).

Si, à toutes les températures comprises entre 0° et $t$°, le liquide remplit la presque totalité du vase-laboratoire, le terme correctif $[m\rho]_0^t$ est petit, et l'on peut se livrer, quant à son calcul, à des approximations ; bien entendu, lorsque ce terme correctif sera une fraction notable, le $\frac{1}{10}$, le $\frac{1}{5}$ même de $[Q]_0^t$, on se laissera aller aux mêmes approximations ; c'est là un premier point faible de la manière de faire de M. Dieterici.

En mettant l'équation du problème sous la forme (6), on n'a que deux termes au lieu de cinq dans le second membre ; mais c'est là un avantage illusoire, car $[m\rho]_0^t$ est une intégrale dont chaque élément *est le produit de deux fonctions de la température ;* on n'a donc pas le droit de l'identifier avec la différence

$$m_t\rho_t - m_0\rho_0$$

sans commettre une erreur dont l'ordre de grandeur n'apparaît pas immédiatement, mais qui n'en est que plus dangereuse. Cela fait, M. Dieterici remplace dans l'expression précédente $\rho_t$ et $\rho_0$ par les valeurs calculées à partir du système ($p$, $u$, $u'$) au moyen de l'équation :

$$\rho = A(u' - u)\left[T\frac{dp}{dt} - p\right].$$

L'équation (6) donne alors la valeur de $C_{im}$.

M. Dieterici a donné, dans le cas de $CO^2$, le détail de cette détermination entre 0° et 31°. En particulier, il a fait quatre détermi-

nations au voisinage de 7°, en employant deux tubes ayant des remplissages différents ; je reproduis les nombres du physicien allemand :

| Tube | $t$ | $[Q]_0^t$ | $[m\rho]_0^t$ | $C_{im}$ |
|---|---|---|---|---|
| I | 7°,5 | 5cal,052 | — 0cal,159 | 0,5245 |
| I | 6 ,8 | 4 ,800 | — 0 ,132 | 0,5475 |
| II | 7 ,0 | 3 ,492 | + 0 ,073 | 0,5206 |
| II | 7 ,3 | 3 ,619 | + 0 ,070 | 0,5183 |
| | | | moyenne = | 0,5277 |

Ici, les corrections $[m\rho]_0^t$ varient de — 3 0/0 à + 2 0/0 ; elles sont faibles, et malgré cela [1] les valeurs de $C_{im}$ données par le tube I diffèrent de 4 0/0, et cela dans le sens inverse de celui que l'on pouvait attendre, car la chaleur spécifique la plus forte est celle qui se rapporte à la température la plus basse ; la même observation peut être faite en comparant les valeurs extrêmes de $C_{im}$, qui diffèrent de près de 6 0/0. Le calcul de la moyenne comporte une incertitude qui est probablement supérieure à 1 0/0, et qui s'aggrave singulièrement par la nécessité de multiplier $C_{im}$ par 7 pour obtenir les valeurs de $c_i$ par la dérivation de l'intégrale

$$C_{im}t = \int_0^t c_i dt.$$

Le cas de l'isopentane me paraît plus grave encore ; ici, M. Dieterici ne nous donne plus le détail des expériences isolées, mais seulement des moyennes de plusieurs mesures, sauf dans le voisinage immédiat du point critique où la rapidité de la variation avec la température ne permet pas de prendre des moyennes :

| $t$ | $C_{im}$ | $t$ | $C_{im}$ |
|---|---|---|---|
| 24°,2 | 0cal,5254 | 171°,4 | 0cal,6463 |
| 50 ,9 | 0 ,5306 | 185 ,75 | 0 ,6505 |
| 75 ,1 | 0 ,5615 | 186 ,3 | 0 ,6950 |
| 99 ,65 | 0 ,5717 | 186 ,75 | 0 ,6640 |
| 125 ,4 | 0 ,6084 | 187 ,1 | 0 ,6989 |
| 150 ,5 | 0 ,6120 | 187 ,65 | 0 ,6862 |

[1] Visiblement, les erreurs qui affectent $C_{im}$ sont ici des erreurs calorimétriques ; elles proviennent de ce que $[Q]_0^t$ est la différence entre la chaleur mesurée par le calorimètre de Bunsen et la chaleur absorbée par les parois du vase-laboratoire qui est ici un tube de verre long et à parois épaisses. Les nombres $[Q]_0^t$, qui sont les différences très petites de couples de nombres très grands, peuvent être affectés d'erreurs très notables.

Entre 24° et 171°,4, plusieurs valeurs de $C_{lm}$ comportent 2 0/0 d'erreur ; celles de 185°,75 et de 186°,75 sont erronées par défaut respectivement de 4 et 5 0/0.

Quant à la valeur de $C_{lm}$, prise 0°,15 seulement avant la température critique, et qui devrait être la plus forte de toutes, elle est plus faible de 2 0/0 que celle qui est relative à la température de 186°,3 !

Telle est la base fragile sur laquelle reposent tous les résultats de l'isopentane, qui embrassent un intervalle de température de près de 190°. Quelle peut bien être, dans ces conditions, l'approximation avec laquelle sont obtenues les valeurs de $C_l$ ? Quoi qu'il en soit, l'auteur en déduit $h_l$ par la formule :

$$h_l = c_l + \frac{d\rho}{dt};$$

ce qui montre bien que les *constantes thermiques de la vapeur saturée sont calculées à partir de celles du liquide, et que l'auteur n'a pas fait l'étude expérimentale de la vapeur saturée.* De $c_l$ et $h_l$ il passe à $c_s$ et $h_s$ en ajoutant les travaux extérieurs correspondants ; quant aux chaleurs spécifiques à volume constant des fluides saturés, M. Dieterici les obtient à partir de $c_s$ et $h_s$ par les formules suivantes :

$$c_v = c_s - \mathrm{AT}\left(\frac{dp}{dt}\right)_u \frac{du}{dt}, \qquad h_v = h_s - \mathrm{AT}\left(\frac{dp}{dt}\right)_{u'} \frac{du'}{dt}.$$

Or, quand on cherche la quantité de chaleur $dQ$ qu'il faut fournir à un mélange de liquide et de vapeur saturée de masse 1 et de titre $x$ pour augmenter la température de $dt$ et le volume de $dv$, on trouve, $c_s$ et $h_s$ étant les chaleurs spécifiques du liquide et de la vapeur saturée, et $\lambda$ la chaleur de vaporisation :

$$dQ = \left[c_s + (h_s - c_s)\, x - \frac{\lambda}{u' - u}\left\{x\,\frac{d(u'-u)}{dt} + \frac{du}{dt}\right\}\right]dt + \frac{\lambda}{u' - u}\,dv.$$

La chaleur spécifique à volume constant d'un mélange de titre $x$ est donc :

$$c_x = c_s + (h_s - c_s)\, x - \frac{\lambda}{u' - u}\left[x\,\frac{d(u' - u)}{dt} + \frac{du}{dt}\right].$$

Pour $x = 1$, on a la chaleur spécifique de la vapeur saturée à volume constant :

$$c_1 = h_s - \frac{\lambda}{u' - u}\frac{du'}{dt} = h_s - l\,\frac{du'}{dt} \qquad \left(l = \mathrm{AT}\,\frac{dp_s}{dt}\right).$$

Pour $x = o$, on a la chaleur spécifique du liquide saturé à volume constant :

$$c_0 = c_s - \frac{\lambda}{u' - u}\frac{du}{dt} = c_s - l\frac{du}{dt}.$$

Je ne m'explique pas très bien comment M. Dieterici a été conduit aux formules qui donnent $c_v$ et $h_v$ et qui, étant différentes des précédentes, ne me paraissent avoir aucune réalité. Je relèverai simplement l'absurdité des valeurs négatives de $c_v$ pour l'acide carbonique liquide au delà de 29°, et les valeurs négatives de $h_v$ pour la vapeur saturée du même corps entre 28° et 30°, et la vapeur saturée de l'isopentane au voisinage immédiat du point critique.

M. Dieterici m'a fait l'honneur de citer le passage de ma thèse dans lequel j'ai calculé la différence entre la chaleur spécifique de la vapeur saturée et celle du liquide saturé par la formule connue :

$$h_s - c_s = \frac{d\lambda}{dT} - \frac{\lambda}{T},$$

la valeur de $\lambda$ étant donnée au moyen de la formule empirique :

$$\lambda^2 = 118,483\,(31 - t) - 0,4707\,(31 - t)^2,$$

qui, entre 0° et 31°, représente d'une manière satisfaisante mes nombres expérimentaux, aussi bien que la chaleur de vaporisation à 0° de M. James Chappuis et les trois mesures connues de Regnault. On jugera de la précision des expériences de M. Dieterici en comparant les valeurs de $h_s - c_s$ obtenues au moyen de ces nombres avec les valeurs tirées de la formule empirique précédente qui représente toutes les mesures connues de $\lambda$, lesquelles vérifient la formule de Clapeyron.

| $t$ | $c_s$ (Dieterici) | $h_s$ (Dieterici) | $(h_s - c_s)$ Dieterici | $(h_s - c_s)$ (Mathias) | $\Delta$ (D — M) | $\Delta$ (D — M) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 0° | + 0,499 | — 0,292 | — 0,791 | — 0,988 | + 0,197 | + 24,9 0/0 |
| 5 | 0,559 | — 0,366 | — 0,925 | — 1,078 | + 0,153 | + 16,5 |
| 10 | 0,624 | — 0,445 | — 1,069 | — 1,196 | + 0,127 | + 11,9 |
| 15 | 0,707 | — 0,561 | — 1,268 | — 1,366 | + 0,098 | + 7,7 |
| 20 | 0,830 | — 0,731 | — 1,561 | — 1,644 | + 0,083 | + 5,3 |
| 25 | 0,992 | — 0,929 | — 1,921 | — 2,219 | + 0,298 | + 15,5 |
| 27 | 1,168 | — 1,197 | — 2,365 | — 2,727 | + 0,362 | + 15,3 |
| 28 | 1,284 | — 1,522 | — 2,806 | — 3,148 | + 0,342 | + 12,2 |
| 29 | 1,597 | — 2,058 | — 3,655 | — 3,854 | + 0,199 | + 5,4 |
| 30 | 2,088 | — 3,736 | — 5,824 | — 5,418 | — 0,406 | — 7,0 |

L'avant-dernière colonne représente les différences entre les

$(h_s - c_s)$ de M. Dieterici et celles que l'on calcule en partant de ma formule ; la dernière donne le nombre de centièmes qu'il faudrait retrancher aux différences de M. Dieterici pour les rendre conformes aux mesures que j'ai faites. Il faut évidemment admettre une erreur possible de quelques centièmes ; toutefois celles qu'accuse la dernière colonne sont inadmissibles ; la discontinuité qu'on observe entre le $\Delta$ relatif à 20° et celui qui se rapporte à 25° montre, aussi bien que le $\Delta$ relatif à 0°, que les $c_s$ et $h_s$ de M. Dieterici, relatifs à $CO^2$, n'ont aucune précision, car le mot précision n'est pas fait pour des nombres dont l'erreur peut atteindre ou dépasser 10 0/0.

En ce qui concerne l'isopentane, on peut chercher à vérifier qu'aux températures suffisamment éloignées de la température critique, l'expression $(c_s - h_s)$ T est constante et indépendante de la température ; cette constante signifie simplement que la chaleur de vaporisation $\lambda$ est alors une fonction linéaire et décroissante de la température :

$$\lambda = a - b\mathrm{T},$$

la constante $a$ étant égale à la valeur invariable de $(c_s - h_s)$ T. Le tableau suivant donne cet essai de vérification :

| $t$ | T | $c_s$ | $h_s$ | $c_s\ h_s$ | $(c_s\ h_s)$ T |
|---|---|---|---|---|---|
| 0° | 273 | + 0,506 | − 0,027 | + 0,533 | + 145,509 |
| 20 | 293 | + 0,528 | + 0,005 | + 0,523 | + 153,239 |
| 40 | 313 | + 0,556 | + 0,068 | + 0,488 | + 152,744 |
| 60 | 333 | + 0,587 | + 0,117 | + 0,470 | + 156,510 |
| 80 | 353 | + 0,620 | + 0,165 | + 0,455 | + 161,815 |
| 100 | 373 | + 0,663 | + 0,197 | + 0,466 | + 173,818 |

L'étude de l'acide sulfureux, dont la température critique est 156°, m'avait montré le produit $(c_s - h_s)$T constant à 1 0/0 près entre 0° et 70°.

L'isopentane ayant son point critique plus de 31° au-dessus de celui de $SO^2$, on pouvait s'attendre à observer la constance du produit en question entre 0° et 100° ; au lieu de cela, les nombres de M. Dieterici montrent une allure à peu près constamment ascendante, la valeur du produit à 100° étant supérieure à celle qu'il a à 0° d'environ 20 0/0 de cette dernière valeur ! On ne peut nier que les nombres relatifs à 20°, 40°, 60° ne soient très voisins d'être constants ; mais alors le nombre à 0° est trop faible de plus de 5 0/0. Les valeurs de $c_s$ et de $h_s$ ne présentent donc pas plus de certitude dans

le cas de l'isopentane que dans le cas de l'acide carbonique, et cela tient surtout à la méthode qui a servi à les obtenir, méthode insuffisante comme base expérimentale, puisqu'elle n'étudie que le liquide, et dangereuse parce qu'elle accumule les erreurs de calculs successifs, sans qu'à aucun moment on soit assuré par une vérification de la solidité des résultats obtenus.

---

**ANNALEN DER PHYSIK ;**

T. XIV, fasc. 8.

R. WACHSMUTH. — **Labialpfeifen und Lamellentöne** (Tuyaux à embouchure de flûte et sons de lamelle). — P. 469-505, avec une planche hors texte.

L'auteur s'est proposé de compléter les recherches de Friedrich et de Weerth [1], qui n'avaient pas donné de résultats décisifs quant au mode de naissance du son. *A*) Il a examiné ce qui se passe lorsque l'on dispose en face d'une fente étroite ajustée sur une boîte à vent un biseau ou coin dont l'arête est parallèle à la fente, et que l'on fait varier : 1° la distance de la fente à l'arête, à courant d'air constant; 2° la pression de l'air, à distance constante. *B*) Il a ensuite étudié : l'effet de l'adjonction au système d'un tuyau résonateur, et l'effet de la variation de la pression dans un tuyau d'orgue. *C*) Enfin, une ingénieuse méthode chronophotographique lui a permis d'enregistrer à des intervalles très rapprochés (de l'ordre de 1/3000 de seconde) les vibrations d'une lamelle d'air chargée de vapeur d'éther et sortant soit d'une fente en face d'un biseau, soit de la lumière de l'embouchure d'un tuyau d'orgue.

Voici les résultats de ces recherches :

*A*) Quand on augmente graduellement à partir du contact la distance de l'arête à la fente, on constate que le son commence pour une valeur déterminée de cette distance; il baisse graduellement, puis saute brusquement à l'octave, et recommence à baisser pour remonter brusquement à la quinte, en retrouvant sa hauteur primi-

---

(1) Friedrich, *Ann. d. Phys.*, t. VII, p. 97; 1902; et *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 466; 1902; — Weerth, *Ann. d. Phys.*, t. XI, p. 1086; 1903; et *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 840; 1903.

tive; à ce moment, un son grave, correspondant à peu près à une fréquence trois fois plus petite (douzième inférieure), se superpose au son obtenu, et ils baissent tous les deux; le son grave disparaît bientôt, puis reparaît à peu près au moment où le son élevé disparaît à son tour.

Quand la pression croît à distance constante, des phénomènes tout à fait analogues se produisent. L'existence de *sons de biseau* (*Schneidentöne*) est par là démontrée.

*B*) Le voisinage d'un tuyau résonateur modifie les phénomènes : il impose sa période au son dans des limites assez étendues, en ce sens que le son obtenu est stable quand on déplace un peu le biseau à courant d'air constant, ou quand on fait varier la pression d'une certaine quantité à distance constante. On peut même, en augmentant à la fois la distance du biseau et la longueur du tuyau résonateur, empêcher le son de passer à l'octave.

Lorsqu'on fait croître *avec une extrême lenteur* la pression de l'air envoyé dans un tuyau d'orgue, on peut entendre des sons de biseau avant que la résonance se produise; avec un petit tuyau, par exemple, on entend d'abord un son très faible qui descend graduellement à l'octave grave du son fondamental du tuyau, puis passe brusquement au son fondamental ou même un peu plus haut, redescend, puis y remonte lentement et s'y tient; avec les gros tuyaux (fréquence inférieure à 200), la résonance est assez forte pour que l'on puisse même obtenir les harmoniques, qui imposent leur période au son de biseau plus aigu ou plus grave d'une quinte ou d'une octave que le son fondamental.

*C*) L'étude des figures obtenues par la photographie conduit aux conclusions suivantes :

Une lamelle d'air libre (sans biseau) conserve assez longtemps sa direction, et se résout en une sorte de panache. L'intervention d'un biseau détruit l'équilibre, et rejette de côté la lamelle en la courbant comme une tige fléchie en son milieu; mais la partie déviée continue son chemin, et son mouvement contre les parois du biseau donne naissance à des sortes de tourbillons ; si l'arête (obtuse) du biseau est assez voisine pour que les élongations extrêmes n'atteignent pas ses bords, il n'y a pas de vibration, partant pas de son ; mais, si la distance est telle que les élongations dépassent les bords de l'arête, une bande d'air passe d'un côté du biseau, puis du côté opposé, et ainsi de suite ; en même temps se produit un trouble périodique qui

fait osciller de part et d'autre de la direction primitive la partie de la lamelle restée rectiligne, ou *feuille* (*Blatt*), en même temps que les *rubans* (*Bänder*) (*fig.* 1, schématique) montent le long du biseau, en passant tantôt d'un côté, tantôt de l'autre ; le son naît. La longueur de la feuille augmente avec la distance, ce qui correspond à un ralentissement de la vibration ; quand elle devient trop grande, la vibration se résout en vibrations de période double, puis triple. La cavité de résonance d'un tuyau a pour effet de contrarier cette division, et de maintenir la feuille en état de vibration forcée, avec la période de l'un des sons de biseau.

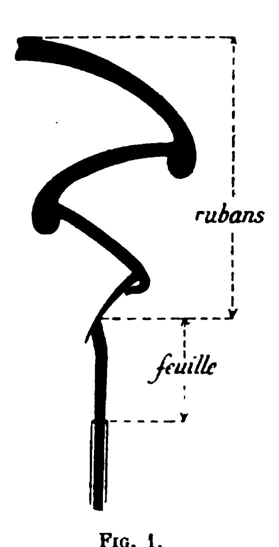


Fig. 1.

Si l'on parle communément de *bruits*, au lieu de *sons* de biseau, c'est (mis à part le cas d'une disposition dissymétrique) à cause de la dissonance entre le son fondamental et le son supérieur qui se produisent simultanément et n'ont de rapport musical simple qu'au voisinage des sautes de ton.

Quand on envoie dans un tuyau un courant d'air trop faible, il y a simplement renforcement par résonance de la vibration du son de biseau. Quand la pression est bonne, les rubans disparaissent ; la feuille oscille simplement, sans se diviser ; la résonance du tuyau, qui étale la feuille en forme de balai, maintient la vibration fondamentale. Si l'on force la pression, le son tend à monter, mais se

maintient par résonance jusqu'à ce qu'elle ait acquis la valeur pour laquelle l'harmonique qui va sortir correspond à la période fondamentale de la lamelle raidie ; cette dernière ne se divise pas, prend une forme arborescente, et oscille dans son ensemble.

P. LUGOL.

RAPHAEL ED. LIESEGANG. — Ueber die optischen Eigenschaften entwickelter Lippmanscher Emulsionen (Propriétés optiques des émulsions de Lippmann développées). — P. 630-631.

Les couleurs qui apparaissent dans les couches sensibles sans grains que l'on a développées après les avoir exposées à l'air libre semblent liées à la grosseur des complexes moléculaires formés par l'argent dans la couche. En effet : si l'on ajoute une petite quantité d'un révélateur à l'hydroquinone à une solution de gélatine et de nitrate d'argent, la liqueur, d'abord incolore, devient bientôt jaune, puis rouge brun, enfin tout à fait opaque; or un peu de la solution versé sur une plaque de verre à un moment quelconque s'y solidifie en conservant le même aspect. Le rôle de la gélatine serait ici non pas de ralentir la réaction chimique, mais de gêner l'agrégation des molécules d'argent naissant.

Avec un révélateur faible, comme l'hydroquinone très étendue, et du gélatinochlorure, on a des couleurs plus marquées qu'avec le gélatinobromure et le métol, l'amidol ou le pyrogallol, employés déjà par Kirchner (1), et on peut les obtenir à coup sûr.

P. LUGOL.

---

## PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T VII ; 1er semestre 1904.

G.-E. ALLAN. — On the Magnetism of Basalt and the Magnetic Behaviour of Basaltic Bars when heated in Air (Sur le magnétisme du basalte et les propriétés magnétiques de barreaux de basalte quand ils sont chauffés dans l'air). — P. 45-51.

Étude de divers échantillons de basalte : on mesure l'aimantation en fonction du champ par la méthode magnétométrique unipolaire,

(1) *Ann. d. Phys.*, t. XIII, p. 239; 1904 ; — et p. 707 de ce volume.

l'échantillon de basalte étant placé dans un four dont on peut faire varier la température jusqu'à 700° ou 800°.

Le résultat général est que les propriétés magnétiques disparaissent presque complètement à une température un peu supérieure à 500°, c'est-à-dire à la température de désaimantation de la magnétite.

L'hystérésis dans les échantillons étudiés, remarque l'auteur, est très faible. M. Rücker a d'ailleurs observé qu'une aimantation permanente intense n'est pas l'indice d'une grande perméabilité.

R.-K. Mc CLUNG. — The Effect of Temperature on the Ionization produced in Gases by the Action of Röntgen Rays (Effet de la température sur l'ionisation produite dans les gaz par l'action des rayons Röntgen). — P. 81-95.

On a recours à l'appareil décrit dans un précédent mémoire, pour l'étude de la variation de la vitesse de recombinaison avec la température[1]. Mais cet appareil est simplifié : on n'a pas besoin ici du pendule interrupteur. On étudie seulement le courant produit entre les armatures du condensateur par les ions libérés par plusieurs émissions identiques de rayons X, quand l'air intérieur au condensateur est porté à diverses températures, variant de 15° à 225°.

M. Mc Clung a opéré successivement à pression constante et à volume constant. A pression constante, l'ionisation décroît en raison inverse de la température absolue. A volume constant, elle est constante entre 15° et 225°. L'ionisation, pour une densité donnée, serait donc indépendante de la température, contrairement à ce qu'avait annoncé M. Jean Perrin; l'auteur estime que la méthode du savant français manquait de sensibilité.

S.-J. ALLAN. — Radioactivity of the Atmosphere. (Radioactivité de l'atmosphère). — P. 140-151.

Étude de la radioactivité induite sur un fil de cuivre porté à un potentiel négatif de 20000 volts (à l'aide d'une machine de Wimshurst) et exposé à l'air.

On sait que la radioactivité induite dans ces conditions diminue avec le temps, suivant une loi exponentielle, et tombe à la moitié de sa

(1) *J. de Phys.*, ce vol., p. 397.

valeur en quarante-cinq minutes. On en déduit que la radioactivité mesurée immédiatement après l'exposition à l'air augmente avec le temps d'exposition, suivant également une loi exponentielle, et doit atteindre la moitié de la valeur limite relative à une durée d'exposition infinie, pour une durée d'exposition de quarante-cinq minutes. L'expérience donne, pour la durée d'exposition nécessaire pour obtenir la moitié de la radio activité limite, une durée d'un peu plus d'une heure. M. Allan, ayant mis hors de doute cette différence, a étudié la vitesse de décroissance de la radioactivité après la fin de l'exposition, dans diverses circonstances, et a reconnu que cette vitesse elle-même n'est pas absolument constante.

On peut transporter la radioactivité à un morceau de cuir qu'on mouille d'ammoniaque et avec lequel on frotte le fil de cuivre activé : suivant la qualité du cuir employé, la durée nécessaire pour réduire l'activité de moitié a varié entre quarante-cinq et cinquante-deux minutes. Un morceau de coton imprégné d'ammoniaque acquiert par frottement contre le fil de cuivre une radioactivité considérable, dont la vitesse de décroissance est égale à celle du fil de cuivre lui-même.

C.-T.-R. Wilson a montré d'autre part que la neige ou que la pluie fraîchement tombée perd la moitié de son activité en trente à trente-deux minutes.

Guidé par la constatation de ces différences, M. Allan a essayé de mettre en évidence une hétérogénéité dans la radiation provenant de cette excitation par exposition à l'air. Et en étudiant par exemple l'absorption par une série de feuilles d'aluminium, 1, 2, jusqu'à 25, il a observé qu'une seule feuille absorbe également (33 0/0) la radiation émise par du coton, du cuir ou du feutre mouillé d'ammoniaque, et ayant frotté le fil de cuivre, mais que la seconde feuille absorbe moins la radiation émise par le feutre que celle du coton ou du cuir; avec 10 feuilles, on n'a plus que 1,5 0/0 de la radiation du coton, ou 1,8 0/0 de celle du cuir, tandis qu'on a encore 11 0/0 de celle du feutre.

L'absorption par des épaisseurs croissantes de gaz conduit à la même conclusion.

La radiation provenant de l'exposition à l'atmosphère doit donc se composer de deux espèces de radiations, une radiation $\alpha$ aisément absorbée et une radiation pénétrante $\beta$, celle-ci en proportion beaucoup plus faible, mais variable avec la substance activée.

**ARTHUR SCHUSTER. — On the Number of Electrons conveying the conduction Currents in Metals (Nombre des électrons charriant les courants de conduction dans les métaux). — P. 151-157.**

L'application de la théorie électronique des métaux de Drude conduit l'auteur à la conclusion suivante :

Le nombre d'électrons libres dans un métal est égal au nombre des atomes métalliques dans le même volume, ou atteint au plus le triple de ce nombre.

**FRANZ LEININGER. — On the Relation of the electric Charges transported by Cathode and Canal Rays to the exciting Current (Sur la relation des charges électriques transportées par les rayons cathodiques et les rayons-canaux au courant excitateur). — P. 180-200.**

Un tube à gaz raréfié est muni de deux électrodes principales, planes et parallèles, en toile métallique, et d'une électrode parasite « collectrice » en aluminium (ou en autre métal), placée sur le prolongement de la ligne qui joint les deux autres, et à 3 ou 4 centimètres au delà de celle dont elle est le plus près. Si celle-ci est la cathode, l'électrode collectrice reçoit les rayons-canaux. Si elle sert d'anode, ce sont les rayons cathodiques qui la traversent et vont tomber sur l'électrode collectrice. Dans les deux cas, cette électrode principale en toile métallique, voisine de l'électrode collective, est reliée à la terre ; et l'électrode collectrice est aussi reliée au sol par un fil distinct, sur le trajet duquel on insère une des bobines d'un galvanomètre différentiel. L'autre bobine du différentiel est en série sur le fil qui relie l'autre électrode principale à la machine à influence productrice du courant.

On peut ainsi mesurer le rapport du courant constitué, suivant les cas, par les *rayons-canaux* ou les *rayons cathodiques*, au courant. Ce rapport est toujours, en pratique, inférieur à l'unité.

Une première correction s'impose, et peut se faire aisément. Celle des électrodes principales qu'ont dû traverser les rayons avant de tomber sur l'électrode parasite est en toile métallique, il ne passe au travers qu'une fraction du faisceau égale au rapport de la surface des trous à la section totale. Une seconde correction est celle qui est due à la réflexion des rayons cathodiques ou canaux sur l'électrode parasite elle-même. Dans le cas des rayons cathodiques tombant sur

une électrode d'aluminium, la proportion réfléchie peut atteindre 28 0/0.

Ces corrections faites, on trouve que le rapport du courant constitué par les rayons au courant passant dans le fil s'approche de l'unité quand le potentiel de décharge augmente. Ce rapport varie de 6 à 93 0/0 pour les rayons cathodiques quand le potentiel a varié de 300 à 7800 volts. Cela tient à ce que l'absorption des ions par le gaz diminue quand le potentiel augmente.

Si les valeurs obtenues pour les rayons cathodiques et pour les rayons-canaux dans les mêmes conditions paraissent en général différentes, c'est donc, vraisemblablement, que l'absorption de ces deux types de rayons par le gaz n'est pas la même, à cause de la différence de vitesse et de grosseur des particules qui constituent les uns et les autres; mais il semble bien que, quand on tient compte de toutes les causes d'absorption, les valeurs des courants de convection pour les uns et les autres deviennent égales, et que rayons cathodiques et canaux ne sont autre chose que la séparation en ions positifs et négatifs, lancés en sens opposé, de la charge électrique que transporte le courant.

E. RUTHERFORD et H.-T. BARNES. — Heating Effect of the Radium Emanation (Effet calorifique de l'émanation du radium). — P. 202-219.

LORD KELVIN. — Contribution to the Discussion on the Nature of the Emanations from Radium (Sur la nature des émanations du radium).

Si on prive le radium de son émanation, en chauffant à la lampe à alcool quelques milligrammes de bromure de radium mis au fond d'un tube, et qu'on recueille l'émanation dans un serpentin plongé dans un vase à air liquide, on observe que le dégagement de chaleur provenant du sel de radium tombe brusquement, et diminue pendant trois heures, puis passe par un minimum correspondant à 30 0/0 de sa valeur initiale. Au même moment, le tube où s'est condensée l'émanation émet de la chaleur en quantité notable; le maximum de cette émission se produit au bout de trois heures; puis elle diminue suivant une loi exponentielle, la durée nécessaire pour qu'elle diminue de moitié étant de quatre jours. Pendant le même temps l'émission de sel de radium augmente de nouveau et revient à sa valeur initiale au bout de un mois environ. Aux erreurs d'expérience près, la somme

des quantités de chaleur émises à la minute par le sel de radium et par le tube à émanation reste constante et égale à la chaleur émise à la minute par le sel de radium avant l'extraction de l'émanation.

Les auteurs montrent le parallélisme des courbes obtenues avec les courbes qui représentent la variation en fonction du temps de la radioactivité du radium et de son émanation, après la séparation de ces éléments. Ce parallélisme est rigoureux, tout au moins à condition qu'on se borne à l'émission de rayons $\alpha$ pour définir l'activité. Les auteurs y voient un argument de plus à l'appui des idées de Rutherford sur les changements chimiques successifs que subit l'émanation.

Lord Kelvin persiste à ne pas voir dans le radium lui-même la source de l'énergie qu'il émet sous forme de chaleur, mais à penser que ce métal emmagasine une forme d'énergie dont les ondes traversent l'éther. Un morceau de drap noir enfermé dans une boîte de verre scellée et plongée dans un vase plein d'eau, en plein soleil, s'échauffera plus qu'un morceau de drap blanc dans une autre boîte placée dans un vase voisin, et rayonnera de la chaleur dans l'eau qui l'entoure; on pourrait, si l'on ne savait pas que la source de chaleur est le soleil, et qu'il y a une simple différence d'absorption, penser que le drap noir émet de la chaleur d'une façon permanente. Lord Kelvin voudrait voir faire la mesure de la chaleur émise par le radium à l'intérieur d'une enveloppe de plomb d'au moins 5 centimètres d'épaisseur, ayant ainsi quelque chance d'arrêter les ondes étrangères. Il semble bien, d'après ce qu'on sait déjà, que pareille enveloppe ne changerait rien à la chaleur émise, et qu'il faut rechercher plutôt l'origine dans une désintégration de l'atome.

**Rev. P.-J. KIRBY. — The Effect of the Passage of Electricity through a Mixture of Oxygen and Hydrogen at low Pressures (Effet du passage de l'électricité à travers un mélange d'oxygène et d'hydrogène à basse pression). — P. 223-232.**

Dans un vase relié à une trompe à vide, on peut introduire à pression réglable un mélange d'oxygène et d'hydrogène et y faire éclater, à intervalles très rapprochés, des étincelles entre deux plateaux métalliques. La vapeur d'eau formée, s'il y en a, est absorbée par de l'anhydride phosphorique placé dans le vase; et l'on observe en ce cas la diminution de pression.

On n'a pu déceler la moindre trace de combinaison par une

décharge due à l'effet de la lumière ultra-violette sur un des plateaux, qui est en zinc. Il faut que le potentiel explosif soit atteint, qu'il y ait décharge disruptive dans le mélange, pour qu'il y ait trace de combinaison.

En ce cas, la proportion de mélange combiné varie avec la pression. Elle augmente avec la pression (au moins entre 1 millimètre et $6^{mm},5$). En mesurant la quantité d'électricité qui a passé dans une série de décharges, et utilisant les mesures de Townsend sur la charge correspondante à un ion gazeux, d'où l'on peut déduire, comme on sait, le nombre absolu de molécules gazeuses existant dans un volume donné, on a pu déterminer *le nombre des molécules de vapeur d'eau produites par un couple d'ions traversant, en sens opposés, l'intervalle entre les deux armatures*. Le nombre varie de 4,4 molécules d'eau pour une pression de $1^{mm},8$ à 8,8 molécules pour une pression de $6^{mm},5$.

La formation de l'eau pourrait être attribuée aux chocs des ions contre les molécules neutres des gaz mêlés : une collision d'un ion séparerait les molécules neutres d'oxygène en atomes dépourvus de charge, et ceux-ci se combineraient plus aisément avec les molécules neutres d'hydrogène. Il y a ici un des premiers essais d'application des idées actuelles sur l'ionisation des gaz à l'étude des réactions chimiques produites par la décharge.

J.-J. THOMSON. — On the Structure of the Atom (Sur la structure de l'atome). P. 237-265.

Le mémoire porte en sous-titre : « Recherche de la stabilité et des périodes d'oscillation d'un certain nombre de corpuscules arrangés à intervalles égaux sur la circonférence d'un cercle, avec application des résultats à la théorie de la structure atomique. »

L'auteur considère $n$ corpuscules ayant chacun une charge négative $e$, disposés suivant une circonférence de rayon $a$, à l'intérieur d'une circonférence de rayon $b$, à l'intérieur de laquelle est distribuée uniformément une charge électrique positive $\lambda e$ (on examinera plus particulièrement le cas de $\lambda = n$). Il pourra y avoir équilibre entre l'attraction des corpuscules vers le centre et leurs répulsions mutuelles, pour une valeur convenable de $\frac{a}{b}$, si $n$ varie de 2 à 6. Pour $n = 2$, on trouverait $\frac{a}{b} = 0,5$ ; pour $n = 6$, $\frac{a}{b} = 0,6726$.

Si l'anneau de corpuscules, au lieu d'être au repos, est animé d'un mouvement de rotation, la condition de mouvement stationnaire est modifiée : ce système devient plus stable. C'est ainsi que, pour 5 corpuscules, l'équilibre serait instable au repos, mais il devient stable quand la vitesse angulaire dépasse une certaine valeur. Sur 6 corpuscules, l'instabilité persiste quelle que soit la vitesse de rotation. Pour rétablir la stabilité, il faut introduire un corpuscule complémentaire au centre. Ce corpuscule central suffit à assurer la stabilité d'anneaux de 7 à 8 corpuscules; mais, pour des anneaux de plus de 8, il faut introduire des corpuscules intérieurs, en nombre rapidement croissant avec le nombre des corpuscules de l'anneau extérieur.

Voici les nombres $p$ de corpuscules intérieurs que requiert la stabilité de divers nombres $n$ de corpuscules formant l'anneau extérieur :

| | | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $n$.... | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 15 | 20 | 30 | 40 |
| $p$.... | 0 | 1 | 1 | 1 | 2 | 3 | 15 | 39 | 101 | 232 |

$p$, pour de grandes valeurs de $n$, est proportionnel à $n^3$.

Plus intéressante encore est l'étude de la répartition des corpuscules intérieurs en une série d'anneaux concentriques, pour diverses valeurs successives du nombre total $m$ des corpuscules. Pour $m = 5$, un seul anneau de 5 corpuscules; pour $m = 10$, deux anneaux, l'un de 8, l'autre de 2 ; pour $m = 20$, un de 12, un de 7 et un corpuscule central, etc. ; pour $m = 60$, cinq anneaux concentriques de 20, 16, 13, 8 et 3 corpuscules.

Pour 20 corpuscules à l'anneau extérieur, le nombre total des corpuscules ne peut varier qu'entre 59 et 67.

Le système de 59 corpuscules est le plus instable de la série : il peut aisément perdre un des corpuscules de l'anneau extérieur : mais il acquiert par le fait même une charge positive, il se transforme en un système de 58, ayant un anneau extérieur de 19, c'est-à-dire un système formé du plus grand nombre total de corpuscules pouvant admettre un anneau extérieur de 19 ; ce système se retransformera donc en un système de 59 avec anneau de 20, avec d'autant plus de facilité que le système de 58, ayant une charge positive, attirera le premier corpuscule négatif arrivant au voisinage. Donc le système de 59 ne perdra pas définitivement un seul corpuscule et restera neutre.

Celui de 60 pourra perdre 1 corpuscule, tout en gardant son anneau extérieur de 20; il acquerra par là une charge positive correspondante à la charge d'un corpuscule. Il ne pourra en perdre 2. C'est l'atome électropositif monovalent.

Le système de 61, plus stable que celui de 60, aura moins de chance de perdre des corpuscules; par contre, il en peut perdre 2 sans modifier son anneau extérieur; c'est l'atome bivalent électropositif. A l'autre bout de la chaîne, on trouvera de même le système de 67, inactif; celui de 66, capable de s'annexer un seul corpuscule négatif, sans augmentation du nombre de corpuscules de l'anneau extérieur, image de l'atome électronégatif monovalent; celui de 65, capable de s'annexer 2 corpuscules négatifs, image de l'atome électronégatif bivalent, etc. On a là un rapprochement très intéressant avec la série naturelle des corps simples rangés par ordre de poids atomique croissant. Il ne peut être question, ici, que d'une analogie, car il est probable que, dans l'atome réel, les corpuscules sont rangés non en anneaux plans, mais suivant des couches sphériques concentriques, dont la stabilité ne pourrait être étudiée que par des calculs beaucoup plus compliqués.

Signalons, avec l'image des anneaux plans, une représentation particulièrement intéressante des propriétés de l'atome radioactif. Un anneau de 4 corpuscules, par exemple, est stable au delà d'une certaine vitesse de rotation; que cette vitesse vienne à se ralentir par suite d'une perte d'énergie due à la radiation, on pourra arriver à la limite d'instabilité, les 4 corpuscules se placeraient en ce cas aux quatre sommets d'un tétraèdre régulier. Il y aurait en tous les cas perte d'énergie potentielle et gain brusque d'énergie cinétique qui pourrait suffire à arracher des corpuscules à l'atome.

JOHN-S. TOWNSEND. — The Charges on Ions (Les charges des ions). — P. 276-281.

Il ressort d'une discussion minutieuse des expériences de mesure de la charge des ions, que la charge d'un ion n'est pas encore déterminée avec une certitude complète, qu'on peut dire seulement qu'elle est comprise entre $2 . 10^{-10}$ et $4 . 10^{-10}$ unités électrostatiques C. G. S. (Wilson avait donné $2 . 10^{-10}$). La limite inférieure ne diffère pas trop de celle qu'on obtient ($1,2 . 10^{-10}$) en admettant pour le nombre N des molécules gazeuses au centimètre cube, dans les conditions normales, la valeur $N = 10^{20}$.

S. SKINNER. — The photographic Action of Radium Rays
(L'action photographique des rayons du radium). — P. 288-292.

On a étudié la variation de cette action avec le temps.

L'intensité de l'image produite sur une plaque exposée aux rayons du radium (c'est-à-dire aux rayons $\beta$ et $\gamma$) croît d'abord jusqu'à une certaine valeur critique, puis décroît d'abord rapidement, puis très lentement, jusqu'à ce qu'on atteigne enfin l'inversion de l'image.

Les images obtenues par une illumination instantanée (étincelles) sont d'abord diminuées par l'exposition aux rayons du radium, lorsque ces rayons donneraient par eux-mêmes une image moins intense. Une exposition prolongée inverserait l'image donnée par l'étincelle.

Si nous nous reportons à l'échelle de Wood, relative aux diverses causes produisant une image sur la plaque photographique : Pression exercée par un solide, — Rayons X, — Illumination brusque, — Lumière d'une lampe, — on sait que chacun de ces agents est capable d'inverser l'effet de celui qui le précède sur la liste. Les rayons de Becquerel, d'après ce qui précède, se placent provisoirement dans cette liste entre l'illumination brusque et la lumière d'une lampe.

J. JOLY. — On the Motion of Radium in the electric Field
(Sur le mouvement du radium dans le champ électrique). — P. 303-307.

Un corps léger, contenant du radium ou un sel de radium, est repoussé, au lieu d'être attiré, par un corps électrisé, quel que soit le signe de son électrisation. L'expérience est particulièrement nette avec un disque de verre mince ou de mica sur lequel on a déposé une couche de sel de radium et qu'on porte à l'extrémité d'une baguette de balance de tension.

Après avoir examiné les causes possibles du phénomène, l'auteur s'arrête à l'explication suivante :

La présence du corps chargé induit sur le radium une charge de signe opposé, et repousse la charge de même signe du côté opposé du disque mobile. La charge de signe contraire est emportée par l'action ionisante des rayons $\alpha$, la charge de même signe subit une action répulsive ; une charge trop intense entraînerait la prépondérance de l'effet d'attraction.

On vérifie l'exactitude de l'explication par l'expérience suivante :

On répartit 5 milligrammes de bromure de radium sur deux disques minces de métal de 12 millimètres de diamètre, qui sont fixés dans un plan vertical aux deux bouts de la tige horizontale de la balance de Coulomb, à fil de torsion en quartz. Des fils fins d'aluminium partent des disques et viennent presque jusqu'au centre de la tige; un cavalier métallique permet d'établir entre eux la communication ou de les isoler l'un de l'autre. Deux sphères fixes (au lieu d'une) peuvent être introduites en deux points de la balance diamétralement opposés. Les faces des disques qui sont recouvertes de sel de radium sont celles qui regardent les sphères.

Quand une des sphères fixes est électrisée, si les deux disques sont en communication métallique, il n'y a plus répulsion, mais au contraire attraction, quel que soit le signe de la charge. Si on coupe la communication entre les deux disques, la répulsion reparaît; on a également répulsion quand, d'une part les deux sphères, et de l'autre les deux disques sont en communication métallique. Dans ces deux derniers cas, en effet, l'électricité de même signe induite sur le conducteur recouvert de radium ne peut être repoussée au loin et reste sur le disque en face de la sphère correspondante, tandis que l'électricité de nom contraire est, au moins partiellement, attirée et entraînée dans l'air, hors du conducteur, comme si celui-ci était terminé en pointes du côté du corps électrisé. Il est indispensable au succès de l'expérience que la couche radioactive soit déposée sur le côté du disque qui regarde le corps électrisé, et non sur le côté du disque opposé. Cette intéressante question appelle de nouvelles recherches.

J.-A. Mc CLELLAND. — On the Emanation given of by Radium (Sur l'émanation du radium). — P. 355-362.

Il s'agit de savoir si l'émanation est chargée (comme le sont les rayons α et β). Rutherford a conclu qu'elle n'a pas de charge. Mac Clelland reprend la question par une méthode plus directe et arrive à la même conclusion.

On fait arriver l'émanation, à travers un tampon de coton destiné à retenir les ions libres, dans un cylindre à tige métallique centrale isolée, la tige et les parois étant reliées aux bornes d'un électromètre par l'intermédiaire d'une pile, comme à l'ordinaire quand on emploie

l'électromètre à mesurer *un courant*. On n'a décelé aucun courant produit par l'émanation.

J.-A. Mc CLELLAND. — The Comparison of Capacities in electrical Work; an Application of radioactive Substances (Comparaison de capacités électriques: une application des substances radioactives). — P. 362-371.

Méthode ingénieuse, élégante, et qui paraît pouvoir être rendue très précise, pour la comparaison des capacités.

Deux plateaux métalliques horizontaux : sur le plateau inférieur, on dépose de l'uranium; le plateau est relié à une des paires de quadrants de l'électromètre, dont l'autre paroi est au sol. Le plateau supérieur est maintenu à 200 volts par une pile (il faut employer un potentiel suffisant pour que le courant de décharge par l'uranium atteigne sa valeur limite, laquelle reste désormais constante en dépit des quelques légères variations possibles dans le potentiel du plateau supérieur). Le plateau inférieur est relié à l'une des armatures du condensateur, dont l'autre armature est mise au sol. Le temps nécessaire pour amener une charge donnée sur l'électromètre (par exemple pour faire déplacer l'image de 100 divisions sur l'échelle) est proportionnel à la capacité du condensateur, — augmentée de la capacité parasite de l'électromètre et des fils de connexion. Une expérience faite sans condensateur permet de connaître ce terme correctif. Il ne restera qu'à substituer un second condensateur au premier pour avoir le rapport de leurs capacités.

WILLIAM SUTHERLAND. — The dielectric Capacity of Atom (La capacité diélectrique des atomes). — P. 402-405.

L'auteur rappelle une formule établie par lui dans un précédent mémoire relatif aux *dimensions atomiques* [1] :

$$\lambda_0 = \frac{ve^2K_0}{6\pi\eta a_1 K}.$$

$\lambda_0$ est la vitesse d'un ion en dilution infinie pour un élément dont l'atome a un rayon $a_1$ et une capacité diélectrique K quand il est dissous dans un dissolvant de viscosité $\eta$ et de pression diélec-

[1] *Phil. Mag.*, 6e série, III; février 1902.

trique $K_0$. $\nu$ est la valence de l'ion et $e$ la charge électrique d'un ion monovalent.

On arrive à cette formule en appliquant au déplacement des ions supposés sphériques, à travers l'électrolyte, la formule de Stokes, vérifiée par les expériences d'Allen sur la chute des petites sphères pesantes dans divers liquides plus ou moins visqueux, et sur l'ascension de bulles gazeuses dans ces mêmes liquides. On peut ajouter qu'aujourd'hui, $e$ pouvant être regardé comme connu, la formule donne un moyen de connaître la valeur absolue du rayon $a$, en supposant connus K et $K_0$.

L'introduction de ce nouveau coefficient K, relatif à l'atome lui-même, permet de rendre compte de difficultés que rencontrait l'application de la formule à des séries d'éléments.

On peut arriver à exprimer K en fonction de $\lambda_0$ et du volume atomique B (volume d'un atome-gramme de l'ion considéré), sans faire intervenir le rayon $a$ de l'atome, si on suppose vérifiée la formule de Maxwell $K = N^2$, où N est l'indice de réfraction moyen de la substance dont on a l'atome. On arrive à la formule :

$$K = 280 \frac{\nu}{\lambda_0 B^{\frac{1}{2}}};$$

et le tableau que donne l'auteur pour un certain nombre d'éléments (Li, Na, K, Cu, Ag, halogènes) montre en effet une constance très suffisante du rapport $\frac{K\lambda_0 B^{\frac{1}{2}}}{\nu}$.

On est en présence d'une loi du même ordre d'exactitude que celle de Dulong et Petit, reliant la constante diélectrique d'un atome à d'autres propriétés.

Notons, entre autres conséquences, que cette considération de la capacité diélectrique de l'atome permet d'expliquer le paradoxe relatif aux vitesses des ions gros et petits : un gros ion, comme le K, se déplace plus vite sous l'action de la même force électrique qu'un ion petit, comme le Li. En réalité, si l'on tient compte des constantes diélectriques (6,27 pour Li, 1,62 pour K), les forces qui s'exercent sur les deux ions sont loin d'être les mêmes.

**H. NAGAOKA. — Kinetics of a System of Particles illustrating the Line and the Band Spectrum and the Phenomena of Radioactivity (Dynamique d'un système de particules représentant les spectres de raies et de bandes). — P. 445-455.**

L'auteur étudie la stabilité et les périodes propres de vibration d'un système formé d'un grand nombre de particules de masse égale disposées en cercle à intervalles égaux, et se repoussant entre elles, tandis qu'elles sont attirées vers le centre par une particule de masse considérable. Un pareil système rappelle celui qu'a considéré J.-J. Thomson (Voir ci-dessus, p. 964).

**CH.-G. BARKLA. — Energy of Secondary Röntgen Radiation (Énergie de la radiation secondaire de Röntgen). — P. 543-560.**

L'auteur est en désaccord avec M. Sagnac sur un point : il croit avoir établi qu'il n'y a pas la plus légère différence entre l'absorption des rayons X primaires par une lame d'aluminium mince et l'absorption par la même lame des rayons secondaires S émis par l'air frappé par les rayons X.

Son dispositif est un peu différent. Le faisceau initial tombe sur un premier électroscope tandis que le faisceau de rayons secondaires provenant de l'air traversé par le premier tombe sur un second électroscope protégé par des écrans contre l'action directe des rayons X primaires. On prend le rapport des déplacements des feuilles dans les deux appareils, pendant le même temps. On trouve, par exemple, 10,3 au secondaire et 35,75 au primaire, soit 29,6 0/0 pour le rapport. On interpose alors devant chaque électroscope une feuille d'aluminium de $0^{cm},4$ d'épaisseur, et les déviations deviennent 8,15 et 30,4, dont le rapport est celui de 26,8 à 100; en supprimant les écrans, on a des déviations dont le rapport redevient plus voisin de sa valeur primitive, dans le cas présent 28 0/0.

Il convient de remarquer que tous les nombres donnés par l'auteur conduiraient à admettre qu'il y a une réduction, très légère à la vérité, du rapport de l'action des rayons S à celle des rayons X par interposition d'écrans égaux, ce qui est d'accord, au moins pour le sens du phénomène, avec le résultat de M. Sagnac.

Il résulte d'autres mesures que, dans le passage d'un faisceau de

rayons X à travers l'air à 0° et à 760 millimètres, la diminution d'intensité due à la radiation secondaire est d'environ 0,02 0/0 par centimètre traversé, ce qui représente la majeure partie de la perte d'énergie subie par les rayons X en traversant l'air. En appliquant ce résultat expérimental à l'expression donnée par J.-J. Thomson pour la perte d'énergie par centimètre à la traversée d'un milieu contenant des ions, et admettant que les centres de radiation sont des corpuscules négatifs pour lesquels on a $\frac{e}{m} = 7.\ 10^6$ et $e = 10^{-20}$, on trouve que le nombre de ces corpuscules ou électrons par centimètre cube d'air dans les conditions normales est de l'ordre de $10^{22}$.

J. LARMOR. — On the Intensity of the natural Radiation from moving Bodies and its mechanical Reaction (Sur l'intensité de la radiation naturelle des corps en mouvement et sa réaction mécanique). — P. 578-586.

J. LARMOR. — On the ascertained Absence of Effects of motion through the Æther in relation to the Constitution of Matter (Sur l'absence, mise hors de doute, de tout effet du mouvement à travers l'éther en ce qui concerne la constitution de la matière). — P. 621-625.

1. Discussion sur la réaction mécanique exercée sur le corps en mouvement, en vertu de la pression de radiation; cette étude est écrite à l'occasion d'un mémoire de Poynting(1) sur le même sujet, mémoire où sont abordées notamment les applications de la réaction de radiation à la physique cosmique.

2. M. Brace a établi, d'une manière plus rigoureuse que ne l'avait fait lord Rayleigh, par de nouvelles expériences très délicates, qu'il n'y a aucune trace de double réfraction produite dans un corps solide par suite de son déplacement à travers l'éther, même au second ordre près, du rapport de la vitesse de translation à la vitesse de la lumière. Fitz-Gerald et Lorentz avaient expliqué le résultat négatif de l'expérience de Michelson-Mordey (absence d'influence sur les phénomènes d'interférence de la part du déplacement à travers l'éther libre), en admettant que la translation provoque dans un solide une déformation dont l'ordre de grandeur est celui du carré du rapport des vitesses de translation et de propagation. Brace, après lord Rayleigh, conclut de ses expériences à la non-existence de cette déformation du solide. L'objet du mémoire de Larmor est de

(1) POYNTING, *Roy. Soc. Proc.*, 1903; — *Philos. Trans.*, *ibid.*

montrer comment on peut éviter cette hypothèse de Fitz-Gerald, sans abandonner la théorie générale du mouvement des agrégats moléculaires à travers l'éther (théorie de Lorentz et de Larmor).

C.-T.-R. WILSON. — The Condensation Method of Demonstrating the Ionization of Air under normal Conditions (La méthode de la condensation pour démontrer l'ionisation de l'air dans les conditions normales). — P. 681-690.

Des perfectionnements expérimentaux apportés aux appareils de l'auteur, l'emploi d'un vase de plus grandes dimensions, ont permis d'étudier soigneusement une cause perturbatrice qui intervient dans les expériences de condensation. En l'absence de tout champ électrique, une détente marquée par le rapport des volumes, 1,247, amène un commencement de condensation dans l'air humide pur. Les premières gouttes produites sont rapidement entraînées vers les parois dès qu'un champ électrique intervient ; et la présence de ce champ a pour effet d'élever la valeur limite de la détente nécessaire pour la condensation.

En partant du nombre de 40 ions produits spontanément dans l'air, par seconde et par centimètre cube (nombre déduit des expériences de déperdition dans un petit vase de verre argenté, et corrigé du facteur 1/2 pour tenir compte de la correction apportée récemment par J.-J. Thomson et H.-A. Wilson à la valeur de la charge ionique), et en étudiant comment disparaîtraient les ions, d'abord par l'effet de la diffusion seule, puis par l'effet de la recombinaison seule, on arrive à deux limites supérieures du nombre d'ions existant normalement dans 1 centimètre cube d'air ; si l'on fait agir à la fois les deux causes de disparition des ions, on devra arriver à un nombre inférieur à ces deux-là ; on est conduit à moins de 1000 par centimètre cube.

Dans le cas de la recombinaison seule, on a, en appelant N le nombre normal, $q$ le nombre d'ions produit par seconde et $\alpha$ le coefficient de recombinaison :

$$N = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}.$$

Ici

$$q = 40; \quad \alpha = 3{,}3 \,.\, 10^3 c, \quad \text{où} \quad c = 3 \,.\, 10^{-10}.$$

On en tire

$$N = 6000.$$

Dans le cas de la diffusion seule, entre deux plateaux parallèles dont l'écartement est $2l$, on a :

$$N = \frac{1}{3} \frac{q}{D} l^2.$$

D, coefficient de diffusion des ions négatifs dans l'air humide, est, en unités électrostatiques C. G. S., $D = 0,035$. Si, dans l'appareil employé,

$$2l = 5 \text{ centimètres}, \qquad N = \frac{40}{0,1} \times (2,5)^2 = 2500.$$

B. Brunhes.

---

A. CAMPETTI. — Sulla differenza di potenziale tra liquidi e gas (Sur la différence de potentiel entre les liquides et les gaz). — *Acc. R. delle Scienze di Torino*, t. XXXVIII; 24 mai 1903.

La question a été déjà étudiée par Lénard, J. Thomson, lord Kelvin et Kenrik, entre autres. L'auteur considère seulement le cas où il existe une action chimique entre le gaz et le liquide, c'est-à-dire où le gaz agit chimiquement sur le liquide ou bien sur une substance dissoute. La méthode employée découle de celle de Bichat et Blondlot pour déterminer la différence de potentiel entre deux solutions. M. Campetti a reconnu la nécessité d'employer les électrodes normales d'Ostwald.

Les forces électromotrices étudiées ne sont pas déterminées isolément, mais par couples, et il faut se placer dans des conditions particulières d'expériences telles que l'une soit nulle ou négligeable par rapport à l'autre. Ces expériences ne donnent pas des valeurs exactes, mais elles permettent de se rendre compte de l'ordre de grandeur des forces électromotrices étudiées.

Avec l'acide sulfurique on obtient des forces dix fois plus élevées qu'avec les autres solutions, lesquelles ne donnent que des forces de l'ordre du centième de volt.

La différence de potentiel qui existe entre la solution normale de sulfate d'ammonium et les vapeurs ammoniacales émanées d'une solu-

tion normale de sulfate additionnée d'une solution de gaz ammoniac n'a pas de rapport de grandeur ni de signe avec la différence de potentiel que présentent les deux solutions. Le même fait se vérifierait pour les cas correspondants d'autres solutions ; il provient de ce que la différence de potentiel entre deux solutions dépend spécialement de la concentration et de la mobilité des ions dans les solutions mêmes, tandis qu'on ne peut expliquer d'une manière aussi simple la différence de potentiel entre une solution et un gaz.

G. G.

G. PICCIATI. — La teoria di Hertz applicata alla determinazione del campo elettromagnetico generato dalla traslazione uniforme d'una carica elettrica parallelamente ad un piano conduttore indefinito (La théorie de Hertz appliquée à la détermination du champ électromagnétique engendré par la translation uniforme d'une charge électrique parallèlement à un plan conducteur indéfini). — *Atti della R. Acc. dei Lincei*, t. XI, p. 221 ; 19 octobre 1902.

L'auteur étudie ce problème et obtient d'une manière relativement simple les résultats auxquels M. Levi-Civita[1] était arrivé par une autre voie.

G. G.

G. PICCIATI. — Campo elettromagnetico generato da una carica elettrica in moto circolare uniforme (Champ électrique engendré par une charge électrique en mouvement circulaire uniforme). — *Atti della R. Accad. dei Lincei*, t. XII, p. 41 ; 18 janvier 1903.

L'auteur considère dans un diélectrique indéfini impolarisable, en repos, le champ électrique engendré par une charge électrique en mouvement circulaire uniforme ; il fait usage des potentiels retardés et applique la méthode générale donnée par M. Levi-Civita[1] pour déterminer dans chaque cas le champ électromagnétique dû au mouvement d'une charge unique.

La force magnétique est parallèle au plan dans lequel se trouve la charge, proportionnelle à la projection de la force électrique sur ce plan et perpendiculaire à celle-ci.

G. G.

---

(1) LEVI-CIVITA, *Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse*, t. IV ; 1902.

G. PICCIATI. — Campo elettromagnetico generato dal moto circolare uniforme di una carica elettrica parallelamente ad un piano conduttore indefinito (Champ électromagnétique engendré par le mouvement circulaire uniforme d'une charge électrique parallèlement à un plan conducteur indéfini). — *Atti della R. Acc. dei Lincei*, t. XII, p. 159; 1er mars 1903.

L'auteur, continuant l'étude faite dans le précédent mémoire, considère le cas où la charge a un mouvement parallèle à un plan conducteur indéfini, le milieu ambiant étant l'éther. L'introduction dans le champ du plan conducteur produit une distribution variable d'électricité induite sur le plan lui-même, à laquelle correspond un potentiel électrostatique et un potentiel vecteur dont la composante normale au plan est nulle, le mouvement d'électricité ayant lieu dans le plan même.

G. G.

O. SCARPA. — Determinazione della viscosita del fenolo allo stato liquido (Détermination de la viscosité du phénol à l'état liquide). — *Il Nuovo Cimento*, t. V, p. 117; février 1903.

L'auteur a observé que la variation du frottement interne en fonction de la température se produit régulièrement sans points singuliers jusqu'à la cristallisation spontanée, même en passant par la température de fusion.

La formule de Graetz (1) n'est pas applicable au phénol expérimenté. Aucune des formules proposées (2) ne peut représenter, dans le cas du phénol, la viscosité dans le champ complet de l'état liquide.

G. G.

P. BASSI. — Sulle azioni idrodinamiche esercitate da corpi solidi oscilanti in seno ad un liquido (Sur les actions hydrodynamiques exercées par des corps solides oscillant au sein d'un liquide). — *Il Nuovo Cimento*, t. V, p. 109; février 1903.

Lord Kelvin (3), Hicks (4), Bjerknes (5) ont étudié le problème théorique. Les résultats expérimentaux obtenus par M. Bassi ne con-

---

(1) Graetz, *Wied. Ann.*, 1888.
(2) Slotte, *Wied. Ann.*, 1881-1892; — Stoel, *Comm. Phys. Lab. Leyden*, 1891; Batchinssky, *Bull. Soc. Nat. Mosca*, 1901-1902.
(3) Lord Kelvin, *Phil. Mag.*, p. 423; 1871.
(4) Hicks, *Phil. Trans.*, p. 490; 1890.
(5) Bjerknes, *Göttinger Nachrichten*, p. 310; 1877.

cordent pas avec ceux des théories précédentes. L'action d'une sphère oscillante sur une sphère neutre est, suivant la distance, attractive ou répulsive ; la distance critique est celle qui marque le changement de signe. Les résultats de l'auteur sont les suivants :

La distance critique augmente avec le rayon d'une des deux sphères, que la sphère neutre soit plus dense ou moins dense que le liquide ; elle augmente avec la densité de la sphère neutre si les rayons restent fixes.

Quand la sphère neutre est plus dense que le fluide, la théorie est en désaccord complet avec l'expérience. Si la sphère est moins dense, l'accord a lieu qualitativement, il n'a lieu quantitativement que dans des cas très particuliers.

M. Bassi a étudié également le cas où la sphère oscillante est remplacée par un disque ou un carré.

G. G.

G. di CIOMMO. — Sulla calibrazione elettrica d'un filo conduttore (Sur le calibrage électrique d'un fil conducteur). — *Il Nuovo Cimento*, t. V, p. 90 ; février 1903.

Dans une des méthodes employées, on compare une résistance auxiliaire constante avec les parties successives du fil. L'auteur emploie deux résistances auxiliaires équivalentes environ au $\frac{1}{10}$ et au $\frac{1}{9}$ de la résistance totale du fil qui a 1 mètre. L'élimination de ces deux constantes conduit à une équation générale exprimant la résistance de la partie du fil comprise entre l'origine et le $n^{me}$ centimètre.

La méthode de mesure consiste à déplacer un contact double sur le fil que l'on introduit dans un pont à curseur. Le double contact embrasse successivement environ le $\frac{1}{10}$ et le $\frac{1}{9}$ de la longueur du fil.

G. G.

P. CARDANI. — Determinazione diretta del rapporto di Poisson nei fili metalici (Détermination directe du rapport de Poisson dans les fils métalliques). — *Il Nuovo Cimento*, t. V, p. 73 ; février 1903.

La mesure directe du rapport de Poisson $\sigma$ nécessite, comme on sait, deux mesures, celle de l'allongement $\lambda$ d'un fil de rayon R sou-

mis à une traction déterminée et celle de la variation de volume $w$ que présente le fil pour cette même traction. Si $\lambda$ est suffisamment petit vis-à-vis de la longueur du fil, le rapport $\sigma$ entre le coefficient de contraction latérale et le coefficient $\beta$ de distension longitudinale est exprimé par la formule

$$\sigma = \frac{\alpha}{\beta} = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{w}{\lambda\pi R^2}\right).$$

Les expériences de M. Cardani ont été faites dans la tour de l'Observatoire astronomique de Parme. Le fil soumis à la traction avait plus de 23 mètres. Le tube qui servait d'indicateur du volume communiquait avec un tube capillaire où se faisait la lecture. La traction était obtenue par l'action d'un électro-aimant sur une pièce de fer doux fixée à l'extrémité du fil.

La parfaite concordance que l'on observe dans les valeurs de $\sigma$ pour des fils de même substance, mais de différents diamètres, montre que le rapport de Poisson a une valeur constante pour chaque substance. Soit :

0,374 pour le cuivre et le laiton;
0,363 pour l'aluminium;
0,321 pour le fer.

Les expériences de l'auteur mettent en évidence que la valeur de $\sigma$ dépend essentiellement des conditions élastiques dans lesquelles le fil se trouve; pour obtenir des mesures concordantes, il est nécessaire de laisser s'écouler un temps suffisamment long entre deux mesures successives.

G. G.

L. DALL'OPPIO. — Intorno l'interrutore di Wehnelt (A propos de l'interrupteur de Wehnelt). — *Il Nuovo Cimento*, t. V, p. 27; janvier 1903.

L'auteur considère l'interrupteur à diaphragme : un charbon de lampe à arc est placé dans un tube percé d'un petit trou vis-à-vis d'une lame de plomb, le tout est immergé dans la solution acidulée habituelle.

La bulle lumineuse qui se forme à l'endroit du trou est due à l'explosion d'un mélange d'oxygène et d'hydrogène; c'est la preuve du transport des ions par le courant.

Avec le courant alternatif, l'interrupteur étant en série avec un Ruhmkorff, le courant passe dans les deux sens, mais avec une intensité efficace différente, et la prédominance d'un courant sur l'autre dépend des conditions du circuit secondaire du Ruhmkorff.

G. G.

GIUSEPPE LAURICELLA. — Sulla deformazione di una sfera elastica isotropa per date tensioni in superficie (Sur la déformation d'une sphère élastique isotrope pour des tensions superficielles données). — *Il Nuovo Cimento*, t. V; janvier 1903.

Le procédé déjà indiqué par l'auteur (1), pour résoudre le problème de la déformation d'une sphère élastique isotrope pour des déplacements superficiels donnés, est appliqué ici au cas dans lequel les composantes superficielles des tensions sont données.

S. LUSSANA. — Proprietà termiche dei solidi e dei liquidi (Propriétés thermiques des solides et des liquides). — *Il Nuovo Cimento*, t. IV, p. 371; décembre 1902; — t. V, p. 153; mars 1903.

L'auteur a étudié par la méthode dilatométrique le phosphore sous la pression atmosphérique. Le phosphore expérimenté fondait à 44°,27. M. Lussana rapporte le volume du phosphore liquide fondu ou surfondu au volume V du phosphore liquide à la température de fusion. Pour le phosphore fondu, les résultats peuvent être représentés par la formule :

$$V_t = V\,[1 + 0{,}00053282\,(t - 44{,}27)],$$

et pour le phosphore surfondu par

$$V_t = V\,[1 + 0{,}000515168\,(t - 44{,}27)].$$

En rapportant le volume du phosphore solide au volume à zéro $V_0$, les résultats sont représentés par

$$V_t = V_0\,[1 + 0{,}000390596t].$$

Le volume du phosphore augmente donc proportionnellement à la température, qu'il soit à l'état solide, fondu ou surfondu. Le coeffi-

(1) *Annali di Matematica*, s. 3, t. VI.

cient de dilatation du phosphore surfondu est plus faible que celui du phosphore fondu. Le phosphore expérimenté éprouvait une augmentation de volume de 3,5 0/0 par la fusion.

L'auteur a en outre déterminé la température de fusion aux diverses pressions pour différentes substances. Il a employé à cet effet la méthode de réchauffement et de refroidissement. Avec le phosphore, à cause de la surfusion, on ne peut déterminer la température de solidification par refroidissement du liquide.

M. Lussana a opéré également en déterminant la pression à laquelle fond la substance pour une température déterminée. A partir de cette pression, une légère augmentation fait reprendre la solidification, et une légère diminution donne lieu à la liquéfaction. La pression d'équilibré à laquelle la substance peut subsister aussi bien à l'état solide qu'à l'état liquide représente la pression de fusion à la température de l'expérience.

Dans le cas de substances présentant la surfusion, telles que le phosphore, on exerce d'abord une pression supérieure à celle que l'on doit obtenir, on chauffe ensuite, et l'on diminue lentement la pression jusqu'à atteindre la pression de fusion cherchée. L'observation se fait au moyen de la variation de volume due à la fusion. Les résultats obtenus avec le phosphore sont représentés par la formule :

$$T = 44,24 + 0,0308p - 0,0000007p^2,$$

$p$ étant la pression exprimée en atmosphères.

L'auteur a déterminé, pour diverses températures comprises entre la température ordinaire et 123° pour le phosphore et 150° pour l'$\alpha$-naphtol, les formules représentant la variation de volume en fonction de la pression. La formule est toujours de la forme :

$$V = a + bp + cp^2;$$

$b$ est négatif et $c$ positif, ils augmentent avec la température et sont notablement plus grands pour l'état liquide que pour l'état solide. Dans ce dernier cas, $c$ est extrêmement petit, mais son signe est bien déterminé.

Les formules obtenues ont permis à M. Lussana de déterminer les isobares de 500 en 500 atmosphères jusqu'à 3000. Elles montrent que la variation de volume par la fusion diminue avec l'augmentation

de la pression sous laquelle elle a lieu. En outre, l'inclinaison des isobares diminue quand la pression s'élève.

G. G.

G. GUGLIELMO. — Intorno ad un nuovo apparecchio per la determinazione dell'equivalente meccanico della caloria e ad alcune modificazioni del calorimetro solare, del dilametro, del termometro e del psicrometro (Sur un nouvel appareil pour la détermination de l'équivalent mécanique de la calorie et quelques modifications du calorimètre solaire, du dilatomètre, du thermomètre et du psychromètre). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 204 : 15 mars 1903.

L'auteur décrit diverses applications de la méthode d'agitation d'un liquide contenu dans un récipient fermé qu'il a précédemment indiquée [1].

G. G.

G. GUGLIELMO. — Intorno alla determinazione della densita e della massa di quantità minime di un solido (Sur la détermination de la densité et de la masse de quantités très petites d'un corps solide). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XII, p. 310 ; 19 avril 1903.

L'auteur a indiqué précédemment [2] comment, avec l'aréomètre à inclinaison variable, ou avec une balance à fléau et plateaux de verre totalement immergée dans l'eau, on peut déterminer le poids apparent dans l'eau de petites quantités d'un corps solide plus exactement que par l'emploi de la balance habituelle de précision. Dans son dernier mémoire, il rapporte les résultats de ses expériences et décrit les particularités des appareils employés avec les modifications qu'il a été amené à y apporter.

G. GOISOT.

(1) GUGLIELMO, *Rendiconti dei Lincei*, décembre 1902 ; — et *J. de Phys.*, ce volume, p. 82.

(2) GUGLIELMO, *Rendiconti dei Lincei*, 1900 et 1901.

# TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

## DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES TOMES I, II ET III

## DE LA 4e SÉRIE.

Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire indique le volume ; le second désigne la page.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

# TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

## DES TOMES I, II ET III DE LA 4e SÉRIE.

### Généralités. — Métrologie. — Mécanique et pesanteur.

## Physique moléculaire.

## Chaleur et Thermodynamique. — Physico-Chimie.

Thermométrie. — *Chappuis*. Thermomètre à gaz, I, 553; III, 833. — *Meilinck*. Comparaison des thermomètres à platine et à hydrogène, II, 137, 471. — *Baudin*. Thermomètres à éther de pétrole, II, 389. — *Pellat*. Méthode permettant d'évaluer en valeur absolue les très basses températures, II, 390. — *Behn* et *Kiebitz*. Méthode indirecte de détermination des températures des bains d'air liquide, III, 320. — *Coker*. Joint flexible pour fixer les tiges de thermomètres, III, 477. — *Job*. Mesure et inscription des températures élevées, III, 632.

*Dewar*. Thermométrie des basses températures à l'aide des résistances électriques, I, 43. — *Holborn*. Thermomètres à éther de pétrole et à résistance électrique, I, 331. — *Chree*. Thermomètre en platine à l'observatoire de Kew, I, 390. — *Becquerel*. Modification dans l'emploi du thermomètre électrique, II, 390.

*Holborn* et *Kurlbaum*. Pyromètre électrique, II, 459. — *Meslin*. Sur une forme de thermomètre électrique, III, 636.

*Fery*. Pyromètre à absorption, III, 32. — *Id*. Télescope pyrométrique, III, 701.

Dilatation. — *Moller*. Dilatomètre pour dissolutions étendues, I, 472. — *Tutton*. Dilatation thermique de la porcelaine, I, 655. — *Dewar*. Coefficient de dilatation cubique de la glace, des sels hydratés, etc., aux basses températures, II, 46. — *Vincent*. Densité et dilatation cubique de la glace, II, 146. — *Scheel*. Dilatation thermique du quartz dans la direction perpendiculaire à l'axe, II, 304. — *Holborn* et *Henning*. Dilatation du quartz fondu, II, 462. — *Sahmen* et *Tammann*. Détermination des points de transformation au moyen des dilatographes enregistreurs, II, 602. — *Charpy* et *Grenet*. Dilatation des aciers trempés, III, 718. — *Guillaume*. Hystérésis thermique dans les aciers au nickel, III, 722. — *Lussana*. Propriétés thermiques des solides et des liquides, III, 970.

Densité des gaz et des vapeurs. — *Jewett*. Nouvelle méthode de détermination des densités des vapeurs métalliques, II, 160. — *Giesen*. Poids spécifique des gaz, II, 600. — *Permann* et *Atkinson*. Densité de vapeur du brome aux températures élevées, III, 877.

Changements d'état. — *Bachmetieff*. Surfusion, I, 52. — *Lemeray*. Dilatation et température de fusion des métaux, I, 190. — *Schaum* et *Schœnbeck*. Surfusion et cristallisation de liquides provenant de la fusion de substances polymorphes, I, 803. — *Bakhuis Roozeboom*. Fusion des mélanges solides binaires par refroidissement, II, 138. — *Tammann*. Le diagramme des états du phénol, II, 152. — *Wycheslawzeff*. Coefficient angulaire de la tangente à la courbe de fusion, II, 221.

*Berthelot* (*D.*). Points d'ébullition du zinc et du cadmium, I, 190. — *Kuenen* et *Robson*. Tension de vapeur de l'acide carbonique et de l'éthane, I, 459, 662. — *Porter*. Ebullition de l'eau en mouvement de rotation, II, 67. — *Traube*. Théorie des phénomènes critiques et de la vaporisation, II, 206. — *Bakker*. La chaleur interne de vaporisation d'un liquide, II, 328. — *Batschinski*. Relation entre la chaleur de vaporisation et les grandeurs critiques, II, 878.

*Moss*. Loi générale des tensions de vapeur, III, 476. — *Gahl*. Etude sur la théorie des tensions de vapeur, III, 877. — *Perman*. Evaporation de l'eau dans un courant d'air, III, 895.

*Donnan*. Condensation dans l'air dénué de poussière, I, 608. — *Wade*. Hygrométrie, I, 658. — *Barus*. Nombre de noyaux de condensation, III, 823. — *Id*. Mesure micrométrique des dimensions des particules de brouillard, III, 824.

Gaz liquéfiés. — *Dewar*. Hydrogène liquide, I, 43, 168. — *Grousinoff*. Evaporation de l'air liquide, I, 50. — *Clerke*. Recherches aux basses températures, I, 116. — *Claude*. Extraction de l'oxygène, I, 190. — *Grunmach*. Tension superficielle de l'air liquide, I, 331. — *Knip*. *Id*., I, 526. — *Olzewski*. Température d'inversion du phénomène de lord Kelvin pour l'hydrogène, I, 546. — *Dewar*. Volumes spécifiques de la vapeur d'oxygène et d'azote à la température d'ébulli-

— *Ramsay* et *Travers*. L'argon et ses compagnons, I, 403. — *Hartley*. Composition du platine friable, I, 816. — *Veley* et *Manley*. Quelques propriétés physiques de l'acide nitrique, II, 57, 375. — *Warburg*. Sur la destruction spontanée de l'ozone, II, 318. — *Houllevigue*. Action de l'iode sur les pellicules de cuivre obtenues par ionoplastie, II, 750. — *Armstrong* et *Lowry*. Acides persulfuriques, II, 781. — *Muller* et *Bauer*. Etude optique de la fonction isonitrée, III, 408. — *Wasmer* et *Guye*. Recherches physico-chimiques sur les éthers lactiques et maliques, III, 408 — *Longinescu*. Polymérisation des liquides organiques, des solides organiques et anorganiques, III, 409. — *Guye* et *Bogdan*. Méthodes rapides pour l'analyse physicochimique, III, 409. — *Batschinski*. Polymérisation des liquides orthomères, III, 582. — *Dewar* et *Jones*. Propriétés physiques du nickel carbonyle, III. 820. — *Ramsay*. Essai de détermination des quantités relatives de krypton et de xénon dans l'air atmosphérique, III, 820. — *Dutoit* et *Fath*. Polymérisation et pouvoir dissociant des oximes, III, 827. — *Foote*. Relations physicochimiques entre l'aragonite et la calcite, III, 883.

Equilibres chimiques. — *Schreinemakers*. Equilibre de trois constituants (6e mém.), I, 59. — *Tammann*. Sur les triples points, I, 173. — *Meyer* et *Wildermann*. Deux diagrammes d'équilibre, I, 174. — *Wildermann*. Vitesse de réaction, I, 245. — *Euler*. *Id.*, II, 136. — *Guye* et *Baud*. Polymérisation des liquides organiques, I, 555. — *Meyer* et *Wildermann*. Energie des ondes électriques et lumineuses dans un système, et autres variétés d'énergie chimique, II, 265. — *Steinwehr*. Sur le prétendu point de transformation du sulfate de cadmium, II, 311. — *Findlay*. Calcul des solubilités et constantes d'équilibre des réactions chimiques, II, 386. — *Bodenstein*. Réactions gazeuses dans la cinétique chimique, II, 631. — *Duhem*. Sur les faux équilibres chimiques, II, 634. — *Bodenstein*. Réponse à M. Duhem, II, 634. — *M. Wildermann*. Vitesse de réaction et loi de l'équilibre chimique dans les systèmes hétérogènes, II, 706. Dynamique et statique chimiques sous l'action de la lumière, II, 780. — *Roozeboom*. Points de transformation dans les cristaux mixtes, II, 708. — *Van Eyk*. Formation de cristaux mixtes de potassium et de thallium, II, 708. — *Rothmund*. Force électromotrice et équilibre chimique, III, 91. — *Hemptinne*. Sur les vitesses de réaction, III, 91. — *Arrhénius*. Variation de la force des acides faibles par addition de sels, III, 93. — *Goldschmidt*. Vitesse de réaction en système hétérogène, III, 95. — *Kuenen*. Mélanges d'HCl et d'oxyde de méthyle, III, 162. — *Roozeboom*. Equilibre de cristaux mixtes avec la phase vapeur, III, 162. — *Vant'Hoff*. La formation de l'anhydrite naturelle et le rôle du temps dans les transformations chimiques, III, 163. — *Vant'Hoff*. *Id.*, III, 406. — *Reinders*. Loi des phases et piles, III, 335. — *Wind*. Règle des phases de Gibbs, III, 95. — *Lewis*. Energie libre et énergie physicochimique, III, 470. — *Euler*. Catalyse des sels neutres, III, 470. — *Ariès*. Lois et équations de l'énergie chimique, III, 741. — *Jouniaux*. Déplacement de l'équilibre par des variations de pression, III, 829. — *Danneel*. Cinétique chimique et énergie libre, III, 880. — *Ostwald*. Oxydations par l'oxygène libre, III, 886. — *Hemptinne*. Le magnétisme a-t-il une influence sur les réactions chimiques ? III, 888. — *Bevan*. Combinaison de l'H et du Cl sous l'influence de la lumière, III, 890.

Thermodynamique des mélanges. — *Hartmann*. Condensation des mélanges de chlorure de méthyle et d'acide carbonique, I, 61. — *Vershaffeld*. *Id.*, et surface $\psi$, I, 61. — *Hartmann*. La surface $\psi$ de Van der Waals, I, 61. — *Keesom*. *Id.*, II, 134, 471. — *Hartmann*. Sur le premier pli de la surface $\psi$, II, 473. — *Kamerlingh Onnes* Les surfaces réduites de Gibbs, I, 62. — *Caubet*. Les isothermes d'un mélange, I, 191, 687. — *Ponsot*. Mélanges gazeux en équilibre chimique, tension de vapeur, dissociation, I, 751. — *Kuenen* et *Robson*. Mélanges présentant un maximum et un minimum de tension de vapeur, I, 821. — *Rayleigh*. Sur la distillation des mélanges de deux liquides, II, 157. — *Kotournitsky*. Expression exacte de l'énergie et de l'entropie d'un mélange de deux états d'un corps, II, 220. — *Kamerlingh Onnes* et *Hyndman*. Isothermes des gaz biatomiques et de

## Propagation de la chaleur.



## Acoustique.

## Optique. Radiations.

aplanétique, II, 299. — *Siedentopf* et *Zsigmondy*. Méthode permettant de voir et de mesurer les particules ultra-microscopiques, II, 692. — *Cotton* et *Mouton*. Nouveau procédé pour mettre en évidence les objets ultra-microscopiques, III, 735. — *Féry*. Méthode nouvelle pour la détermination des constantes des lentilles, II, 755. — *Wadsworth*. Maximum de précision dans les mesures à l'aide du télescope et du spectroscope, II, 866. — *Vautier*. Réfractomètre à réflexions, II, 888. — *Whitwell*. Réfraction par des surfaces cylindriques, III, 141. — *Sissing*. Lentilles photographiques, III, 156. — *Champigny*. Focomètre, III, 357. — *Blakesley*. Lentilles d'une seule pièce, III, 402. — *Sowter*. Aberration et astigmatisme, III, 402. — *Berget*. Nouvel appareil permettant de rendre horizontal l'axe optique d'une lunette, III, 725. — *Legros*. Focomètre pour l'optique microscopique, III, 742. — *Ewerett*. Sur la réfraction oblique à travers une lentille, III, 822. — *Chalmers*. Théorie des objectifs symétriques, III, 906.

Optique biologique. — *Maltezos*. Phénomènes de la rétine, I, 229. — *Id*. Sur une espèce d'oscillation de la perception chromatique, III, 737. — *Pflüger*. Sensibilité de l'œil pour les couleurs, II, 93. — *Langley*. Bonne vue, III, 78. — *Zeeman*. Phénomène subjectif dans l'œil, III, 152. — *Allen*. Persistance des impressions lumineuses chez les daltoniens, III, 177. — *Id*. Hypothèse sur la vision colorée, III, 479. — *Hardy* et *Anderson*. Sur la sensation de lumière produite par le radium et sa relation avec le pourpre rétinien, III, 909.

*Formaschewsky*. Quantité d'énergie radiante nécessaire pour tuer les bactéries, II, 218.

Optique physique. Interférences. — *Pérot* et *Fabry*. Méthodes interférentielles, I, 320. — *Macé de Lépinay*. Franges des lames minces au voisinage de la réflexion totale, I, 491. — *Foussereau*. Appareils d'interférences et de diffraction, I, 642. — *Cotton*. Ondes stationnaires, I, 689. — *Macé de Lépinay* et *Buisson*. Changement de phase par réflexion normale dans le quartz sur l'argent, II, 881. — *Davis*. Méthode de démonstration des couleurs de Newton en lumière transmise, III, 168. — *Drew*. Construction graphique des franges d'interférence, III, 178. — *Lane*. Phénomènes d'interférence produits par les lames à faces parallèles, III, 380.

Diffraction. Généralités. — *D'Ocagne*. Errata aux tables de Gilbert (intégrales de Fresnel), I, 507. — *Edser* et *Senior*. Diffraction quand l'angle d'incidence dépasse sa valeur limite, II, 68. — *Carlslaw*. Diffraction par un coin, II, 621. — *Siedentopf* et *Zsigmondy*. Visibilité des particules ultramicroscopiques, II, 692. — *Cotton* et *Mouton*. *Id*., III, 735. — *Kimball*. Application de la spirale de Cornu, III, 139. — *Sagnac*. *Id*., III, 211. — *Lafay*. Polarisation de la lumière diffusée par diffraction, III, 731. — *Rayleigh*. Diffraction des ondes par un obstacle unique, III, 992.

Réseaux. — *Allen*. Irrégularités dans un réseau, I, 456. — *Kalahne*. Ondes stationnaires capillaires employées comme réseau, I, 459. — *Bell*. Mesures à l'aide de réseaux et des interférences, I, 752. — *Wood*. Distribution inégale dans un spectre de réseau diffringent, II, 76. — *Plummer*. Note sur le réseau concave, II, 713. — *King*. Erreurs de tracé des réseaux, II, 873. — *Planck*. Nature de la lumière blanche, I, 477. — *Corbino*. *Id*., I, 512. — *Kohl*. Spectre résultant de vibrations transversales d'une sphère, I, 530. — *Rayleigh*. Spectre d'une perturbation irrégulière, II, 273. — *Schuster*. *Id*., II, 617. — *Rollins*. Machine à diviser les réseaux concaves, III, 167. — *Allen*. Effet des irrégularités sur l'apparence d'un réseau de diffraction, III, 402. — *Lyman*. Spectres supplémentaires des réseaux, III, 475. — *Pellat*. Formation des images par les réseaux, III, 611. — *Michelson*. Sur les spectres de réseaux imparfaits, III, 627.

Réflexion. Réfraction. — *Wood*. Couleurs superficielles, II, 142. — *Hall*. Péné-

## Spectroscopie.

III, 175. — *Tsuruta*. Application spectroscopique des franges de Talbot, III, 183. — *Eginitis*. Constitution de la matière et spectroscopie, III, 645. — *A. de Gramont*. Action de la self-induction sur les spectres de dissociation, III, 644. — *Nuculcea. Id.*, sur la partie ultra-violette du spectre de l'étincelle, III, 650. — *Deslandres*. Caractères principaux des spectres de lignes et de bandes, III, 754. — *Nagaoka*. Dynamique d'un système de particules représentant les spectres de raies et de bandes, III, 962.

Spectres particuliers. — *Demarçay*. Spectre du samarium, I, 179 ; du gadolinium, I, 198 ; du radium, I, 199. — *Runge* et *Precht*. Spectre du vanadium dans la flamme d'un bec Bunsen, II, 530 ; III, 873. Le spectre de la flamme du radium, II, 870. Place du radium d'après son spectre, II, 873. Spectres d'étincelles du radium, II, 934. — *William* et *Lady Huggins*. Spectre du radium aux températures ordinaires, III, 253, 630. — *Collie*. Effet de la vapeur mercurielle sur le spectre de l'hélium, III, 805. — *Baly*. Les spectres du néon, crypton, xénon, III, 896. — *Lehmann* et *Straubel*. Ultra-violet du spectre du mercure, I, 549. — *Coblentz* et *Geer*. Spectre infra-rouge de l'arc au mercure, III, 475. — *Trowbridge*. Spectres de l'hydrogène, I, 256. Les spectres de l'H et les lignes renversées dans les spectres des gaz, II, 264. — *Crookes*. Stratifications de l'hydrogène, II, 380. — *Parsons*. Le spectre de l'hydrogène, III, 251. — *Smithells*. Spectre des composés du carbone, I, 259. — *Nichols*. Radiation visible du carbone, I, 517. — *Nichols* et *Blaker*. *Id.*, I, 254. — *Crew* et *Baker*. Développement du spectre d'étincelle du carbone sous l'influence de la chaleur, II, 711. — *Baly* et *Syers*. Spectre du cyanogène, I, 250. — *Herbert*. Effet de la présence de l'hydrogène sur l'intensité des spectres du carbone, I, 829. — *Hutchins*. Nouvelles têtes de bande du cyanogène, II, 131. — *Percival Lewis* et *King*. Bandes de l'azote dans le spectre de l'arc prises pour de nouvelles têtes de bande du cyanogène, II, 716. — *Lockyer*. Spectre du silicium, I, 405. — *Hartley*. Spectre d'étincelle du silicium, II, 55. — *Cuthberston*. Spectre de l'azote, I, 613. — *Hagenbach* et *Konen*. Spectres de bandes de l'azote à la pression atmosphérique, II, 371. — *Hermesdorf*. Mesures dans le spectre de bandes de l'azote, II, 608. — *Deslandres*. Spectres de bandes de l'azote, III, 641. — *Id.* Simplicité de la lumière cathodique dans les gaz azotés et carbonés, III, 744. — *Percival Lewis*. Bandes des spectres d'hydrocarbures (effet du sodium), I, 724. — *Hartley* et *Ramage*. Spectre des flammes des fours à foyer ouvert ou Bessemer basiques, II, 55. — *Hale*. Spectre du fer, I, 725. — *Hale* et *Kent*. Etincelle du fer dans les liquides et les gaz comprimés, II, 871. — *Lehmann*. Photographie des spectres infra-rouges des métaux alcalino-terreux, I, 802 ; II, 96. — *Trowbridge*. Spectres par dissociation de la vapeur d'eau, I, 821. — *Lockyer*. Etincelles produites dans l'air entre électrodes métalliques, II, 50. — *Eginitis*. Variations du spectre des étincelles, III, 641. — *Id.* Sur le spectre continu des étincelles électriques, III, 645. — *Lockyer* et *Baxandall*. Spectre de l'arc du vanadium, II, 59. — *Porer*. Influence des atmosphères d'H, d'Az et d'$AzH^3$ sur les spectres de certains métaux, II, 128. — *Hagenbach*. Sur le spectre du lithium, II, 301. — *Ramage*. Changements anormaux de quelques raies du lithium, III, 809. — *Hartley*. Spectres quantitatifs du glucinium, II, 377. — *Huff*. Spectre de l'arc produit par des courants de grande intensité, II, 479. — *Lenard*. Sur l'arc électrique et le spectre des métaux, II, 823. — *Hartmann* et *Eberhard*. Production des raies de l'étincelle dans le spectre de l'arc, II, 872. — *Kind*. Effet des changements d'atmosphère sur le spectre de l'arc, III, 253. — *Pétavel* et *Hutton*. Effet de la pression sur le spectre de l'arc, III, 403. — *Fowler* et *Payn*. Les spectres des arcs métalliques dans une ampoule vide, III, 903. — *Percival Lewis*. Spectres des vapeurs métalliques rendues lumineuses par les rayons cathodiques, II, 480. — *Ramage*. Les spectres du potassium, du rubidium et du cæsium, II, 640, 859. — *Ritz*. Contribution à la théorie des spectres des séries, II, 930. Sur le spectre du potassium, II, 932. — *Hasselberg*. Recherches sur les spectres de l'arc des métaux, du molybdène, II, 937. — *Lyman*. Sur la prolongation des raies spectrales, II, 938. — *Berndt*. Spectre d'étincelles du sélénium dans l'ultra-violet, III, 233. —

## Electricité et Magnétisme.

*Riecke*. La conductibilité métallique est-elle accompagnée d'un transport d'ions? I, 272. — *Ganz*. Vitesse de migration des ions et force électromotrice, I, 322. — *Berti*. Phénomènes lumineux sur les électrodes de Al et de Mg, I, 408. — *Gnesotto*. Résistance de l'eau vers 4°, I, 449. — *Franchetti*. Voltamètre et courant alternatif, I, 450. — *Veley* et *Manley*. Coefficients ioniques et thermiques de l'acide azotique, I, 457. — *Palmer*. Constante diélectrique des solutions étendues, I, 525. — *Leduc*. Electrolyse de l'azotate d'argent, I, 561. — *Lyle* et *Hosking*. Conductibilité spécifique moléculaire des solutions de chlorure de sodium, I, 660. — *Berti*. Voltamètre à électrodes de Mg, Sb, Bi et Cd, I, 728. — *Di Ciommo*. Conductibilité de la soude et de la potasse en solutions glycériques, I, 731. — *Thovert*. Diffusion dans les électrolytes, I, 771. — *Eversheim*. Conductibilité et pouvoir inducteur des solutions au point critique, I, 794. — *Nernst* et *Riesenfeld*. Phénomènes électriques à la surface de séparation de deux dissolvants, I, 794. — *Hittorf*. Remarque sur le mémoire précédent, I, 794. — *Riesenfeld*. Nombre de transport de quelques sels dans le phénol, I, 794. — *Christiansen*. Courants unipolaires dans les électrolytes, I, 806. — *Wilson*. Electrolyse des vapeurs des sels alcalins, I, 824. — *Steele*. Mesure des vitesses ioniques en solutions aqueuses, II, 63. — *Vaillant*. Couleur des ions, II, 476. — *Ridont*. Dimension des atomes, II, 520. — *Starck*. Détermination des ions de l'acide sulfurique dilué, II, 628. — *Masson*. Vitesses de transport des ions, II, 629. — *Euler*. Equilibre de dissociation des électrolytes forts, II, 630. — *Caspari*. Dégagement des gaz dans l'électrolyse, II, 634. — *Bose*. Conduction électrique dans les filaments incandescents électrolytiques, II, 87. — *Van der Ven*. Transport des liquides par le courant électrique, III, 150. — *Gooch* et *Medway*. Emploi de la cathode tournante pour l'analyse chimique par électrolyse, III, 169. — *Digwiddie*. Mesure de la conductibilité des liquides, III, 178. — *Hyel*. Cristallisation à l'intérieur d'un électrolyte traversé par un courant, III, 181. — *Guye*. Etudes physico-chimiques sur l'électrolyse des chlorures alcalins, III, 406. — *Richards Collins* et *Heinrod*. Equivalent électrochimique du Ce et Ag, III, 470. — *Pellat* et *Leduc*. *Id.*, de l'argent, III, 734. — *Krauss*. Conductibilité des solutions dans l'alcool méthylique, III, 486. — *Kunz*. Conductibilité des solutions aux basses températures, III, 658. — *Brochet*. Diaphragmes métalliques, III, 728. — *Charpentier*. Transport électrique de certains ions dans la gélatine, III, 735. — *Perrin*. Osmose électrique et électrisation de contact, III, 745. — *Bousfield* et *Lowry*. Influence de la température sur la conductibilité des solutions, III, 807. — *Whetham*. Conductibilité électrique des solutions au point de solidification de l'eau, III, 814. — *Kohlrausch*. La résistance et le frottement des ions, III, 815. — *Dutoit*. Propriétés des électrolytes dans les dissolvants autres que l'eau, III, 829. — *Petersen*. Electrolyse des sels alcalins des acides organiques, III, 874. — *Moritz*. Electrolyse à travers les membranes semi-perméables, III, 876. — *Kohlrausch*. Modèle de démonstration du mouvement des ions, III, 889. — *Smoluchowski*. Théorie de l'endosmose électrique, III, 912.

Interrupteurs électrolytiques. — *Corbino*. Interrupteur Wehnelt, I, 126. — *Klupathy*. *Id.*, II, 86. — *Taylor*. Interrupteur électrolytique au carbone, I, 527. — *Goldhammer*. Théorie des interrupteurs à liquides, II, 312. — *Zehnder*. Forme simple de l'interrupteur Wehnelt, II, 934; III, 373. — *Van Dam*. Sur une forme simple de l'interrupteur Wehnelt, III, 373. — *Oppio*. Sur l'interrupteur Wehnelt, III, 969.

Polarisation. — *Hesehus*. Electrisation par contact et dureté, I, 52. — *Schönherr*. Capacité de polarisation du platine, I, 270. — *Warburg*. *Id.*, I, 175. — *Gockel*. Polarisation des sels solubles et fondus, I, 317. — *Campetti*. Polarisation du magnésium en solution alcaline, I, 405. — *Bose*. Réponse électrique de la matière vivante, I, 481. — *Ramsay*. Force électromotrice due a la gravité, I, 516. — *Berthelot* (*M.*). Relations électrochimiques des états allotropiques des métaux, I, 680. — *Wien*. Capacité de polarisation du cadmium, I, 793. — *Einstein*. Théorie thermodynamique de la différence de potentiel entre les

*Barus*. Modifications temporaires dues à l'aimantation, I, 522. — *Nagaoka* et *Honda*. Magnétostriction des aciers au nickel, I, 627. — *Guillaume. Id.*, I, 633. — *Sano*. Théorie de la magnétostriction, II, 140. — *Wills*. Dilatation magnétique du bismuth, II, 143. — *Rhoad*. Relations entre les variations de longueur et du pouvoir thermoélectrique dues à l'aimantation, III, 180. — *Van Aubel*. La magnétostriction du Bi, III, 185. — *Kolacek. Id*, III, 467. — *Corbino. Id.*, aux fréquences élevées, III, 573. — *Nagaoka* et *Honda*. Sur l'aimantation et la magnétostriction des aciers au nickel, III, 613. — *Guillaume*. Remarque, III, 621. — *Gans*. Magnétostriction des corps paramagnétiques, III, 717. — *Kolacek*. Déformation d'un fil paramagnétique dans le champ magnétique, III, 865. — *Shaw*. Dilatation magnétique de quelques métaux les moins magnétiques, III, 907. — *Schott*. Calcul de l'élongation due au champ magnétique, III, 907.

Électromagnétisme. Électrodynamique. — *Orloff*. Figures électriques dans le champ d'un fil électrisé, I, 54. — *Sauter*. Equation de Maxwell dans le cas d'un milieu isotrope en repos, I, 322. — *Silberstein*. Intégrales symboliques des équations électromagnétiques, I, 323. — *Cohn*. Equations du champ électromagnétique pour les corps en mouvement, I, 462. — *Franklin*. Distribution au voisinage d'un conducteur parcouru par un courant, I, 520. — *Lyle*. Feuillets magnétiques circulaires, I, 609. — *Gilbert*. Rapports entre l'éther, la matière et l'électricité, I, 665. — *Carvallo*. Roue de Barlow actionnée par un élément thermoélectrique, II, 122. — *Duane*. Condition aux limites du champ électrique, II, 140. — *Day*. Application des équations de Lagrange au mouvement des courants électriques, II, 146. — *Garbasso*. Question d'électrodynamique, II, 321. — *Giorgi*. Système d'unités de mesures électromagnétiques, II, 235. — *Zenneck*. Propagation des ondes magnétiques dans un cylindre de fer, II, 595, 838. Propriété des circuits magnétiques oscillants au point de vue de l'énergie, II, 849.

*Orloff*. Rotation électromagnétique dans le champ d'un courant alternatif, II, 223. — *Dorn*. Remarque sur les appareils à rotation électromagnétique, II, 820. — *Kerntler*. Le potentiel électrodynamique élémentaire d'Ampère, III, 190.

Voyez aussi, pour les *relations*, au paragraphe Induction, l'*Induction unipolaire*.

Convection électrique. — *Blondlot*. Mouvement de l'air et déplacement électrique, I, 8. — *Riecke*. Mouvement d'une particule électrique dans un champ uniforme, I, 472. — *Righi*. Sur les champs électromagnétiques et la convection, I, 728, 735. — *Crémieu*. Convection électrique, I, 753. — *Bucherer*. Champ de force d'une charge animée d'un mouvement uniforme, I, 792. — *Pender*. Effet magnétique d'une convection électrique, II, 721; III, 179. — *Eichenwald* Effets magnétiques des corps en mouvement dans un champ électrostatique, II, 603, 762. — *Crémieu* et *Pender*. Recherches contradictoires sur l'effet magnétique de la convection électrique, II, 641. — *Id*. Effet magnétique de la convection électrique, III, 483. — *Vasilico-Karpen*. Convection électrique, II, 667. — *Lebedew*. Variante de l'expérience de Rowland-Gilbert, II, 763. — *Wind*. Champ produit par des électrons qui se meuvent lentement, III, 149. — *Kohl*. Validité du théorème de Gauss, III, 325. — *Himstedt*. Mesures quantitatives de l'effet Rowland, III, 467. — *Carvallo*. Force électrique due à la variation des aimants, III, 649. — *Wien*. Equations différentielles de l'électrodynamique pour les corps en mouvement, III, 801. — *Cohn*. Réponse, III, 865. — *Eichenwald*. Actions magnétiques des corps en mouvement dans un champ électrostatique, III, 851. — *Trouton* et *Noble*. Force agissant sur un condensateur chargé se mouvant à travers l'espace III, 898. — *Picciati*. Champ électromagnétique engendré par la translation d'une charge parallèlement à un conducteur, III, 966. — *Id*. Parallèlement à un plan, III, 967. — *Id*. En mouvement circulaire uniforme, III, 966.

Induction. — *Olshausen*. Induction unipolaire, I, 327. — *Grotrian*. *Id*., I, 328. — *Hoppe*. *Id*., I, 796. — *Lecher*. *Id*., I, 796. — *Grotrian*. Machine unipolaire sans fer.

**Mesures électriques.**

d'un galvanomètre sensible pour les travaux spectrobolométriques, III, 174. — *Stewart*. Galvanomètre balistique amorti, III, 187. — *Einthoven*. Nouveau galvanomètre, III, 369. Quelques applications du galvanomètre à corde, III, 865.

Mesures de résistance. — *Ray Wolcott*. Mesures de résistances électrolytiques, III, 60. — *Lehfeldt*. Comparateur de résistances, III, 78. — *Amici*. Mesure des résistances internes des piles, III, 89. — *Campbell*. Mesure de faibles résistances, III, 140. — *Searle*. Rhéostat simple, III, 147. — *Longden*. Résistances en charbon, III, 182. — *Buckingham*. Echelle à lecture directe pour le pont à fil, III, 483. — *Wenner*. Méthode pour la comparaison de faibles résistances, III, 483. — *Gray*. Procédé de montage des résistances en carbone, III, 486. — *Edelmann*. Nouvelle boîte à pont, III, 568. — *Hartmann* et *Braun*. Boîte à pont à cheville, III, 568.

Potentiomètres. — *Lehfeldt*. Potentiomètre pour couples thermoélectriques, III, 78. — *Harker*. *Id*., III, 141.

Mesures de self-induction. — *Duane*. Mesures absolues, I, 521. — *Fleming*. Mesures de petites capacités et de petites inductances, III, 72. — *Dolezaleck*. Etalons de self-induction de précision, III, 372. — *Trowbridge*. Détermination des coefficients d'induction mutuelle, III, 488. — *Janet*. Application de l'arc chantant à la mesure des faibles coefficients de self-induction, III, 637.

Mesures de capacité. — *Mc Clelland*. Comparaison de capacités électriques (application des substances radioactives), III, 960.

Courants alternatifs. — *Ignatowski*. Action des courants alternatifs sur l'électrodynamomètre, I, 49. — *Blondel*. Oscillographes, I, 273. — *Armagnat*. *Id*., I, 345. — *Hospitalier*. Ondographe, I, 409. — *Mercanton*. Mesure de la fréquence, I, 719. — *Carpentier*. Galvanomètre enregistreur et contact tournant (tracé des courbes des courants alternatifs), II, 689. — *Johnnot*. Phasemètre de Rayleigh pour courant alternatif, III, 179.

Mesures magnétiques. — *Kœnigsberger*. Emploi de l'électromètre à quadrants dans la mesure des champs magnétiques, I, 325 — *Schulze*. Magnétomètre unifilaire, I, 800. — *Searle* et *Bedford*. Mesure de l'hystérésis magnétique, II, 63. — *Du Bois*. Magnétomètres différentiels à l'abri des perturbations, II, 310, 822. — *Erhard*. Une cause d'erreur dans les mesures magnétométriques, II, 301. — *Kohlrausch* et *Holborn*. Magnétomètre de torsion à l'abri des perturbations, II, 455. — *Id*., Id., transportable, III, 852. — *Curie* et *Chéneveau*. Appareil pour la détermination des constantes magnétiques, II, 796. — *Schulze*. Etalonnage de l'échelle d'un magnétomètre unifilaire, III, 325. — *Beck*. Mesures magnétiques, III, 474. — *Grassot*. Fluxmètre, III, 697.

Electrotechnique. Applications. — *Pérot*. Accouplement des alternateurs, I, 196. — *Drude*. Construction des transformateurs Tesla, II, 294. — *Leblanc*. Stabilité de la marche des commutatrices, II, 478. — *Kinsley*. Méthode pour le calcul des dimensions des dynamos à courants continus, II, 875. — *Corbino*. Propriétés des dynamos en série, III, 571. — *Iliovici*. Essai sur la commutation dans les dynamos à courant continu, III, 740.

*Corbino*. Différence de potentiel constante dans un système de courants triphasés, III, 573.

*Weismann*. Lampes à incandescence à filament de carbone, I, 637. — *Bose*. Conductibilité électrolytique dans les filaments incandescents, II, 87. — *Kœnig*. Oscillations épriodiques dans un arc à courant continu traversé par un courant alternatif, I, 677. — *Ayrton*. Mécanisme de l'arc électrique, II, 65. — *Duddell*. Résistance et force électromotrice de l'arc électrique, II, 65. — *Schulze*. Sur la

**Électro-optique. — Ionisation.**

**Rayons de Becquerel et de Curie. Radioactivité.**

## Ionisation des gaz.

## Météorologie et Physique cosmique.

Couronnes et rayons calorifiques, I, 199. — *Meslin*. Spectroscopie de la chromosphère et des protubérances, I, 200. — *Julius*. Raies doubles dans le spectre de la chromosphère. I, 509. — *Emden*. Théorie du Soleil, I, 511. — *Frost*. Spectrographe de l'observatoire d'Yerkes, I, 508. — *Hale*. Recherches solaires à l'observatoire d'Yerkes, II, 719. — *De La Baume-Pluvinel*. Spectre de la couronne solaire (éclipse du 28 mai 1900), I, 682. Eclipse annulaire du 11 novembre 1901, II, 398. — *Mitchell*. Spectre des lignes brillantes (18 mai 1901), I, 723. — *Humphreys*. Résultats spectroscopiques de l'éclipse du 18 mai 1901, II, 132. — *Wilson*. Température effective du Soleil, II, 378. — *Birkeland*. Les taches du Soleil et les planètes, II, 398. — *Meslin* et *Bourget*. Rapport sur l'éclipse du 28 mai 1900, II, 442. — *Perot* et *Fabry*. Mesure de longueurs d'onde dans le spectre solaire, II, 475. — *Very*. Pouvoir absorbant de l'atmosphère solaire, II, 712. — *Langley*. La constante solaire et les problèmes qui s'y rapportent, II, 868. — *Mitchell*. Les nouveaux gaz dans la chromosphère, II, 872. — *Schuster*. L'atmosphère solaire, II, 938. — *Julius*. Dispersion anomale et chromosphère, III, 154. — Hypothèse sur la nature des protubérances solaires, III, 154. Particularités de certaines raies expliquées par la dispersion anomale, III, 134, 176. Maxima et minima dans l'ombre de raies spectrales fortement élargies, III, 154. — *N.* et *W. Lockyer*. Protubérances solaires et circulation des taches, III, 822. — *Poynting*. Radiation dans le système solaire, III, 904.

*Baillaud*. Application du photomètre à coin à la mesure de la grandeur des étoiles, I, 682. — *Burns*. La lumière totale de toutes les étoiles, II, 717. — *Porter*. Contribution à l'étude de la scintillation, II, 859. — *Schuster*. L'évolution des étoiles solaires, II, 872. — *Eberhard*. Le spectre et la vitesse radiale de $\chi$ du Cygne, III, 627. — *Stebbins*. Le spectre d'$o$ de la Baleine, III, 629. — *Lockyer*. Le spectre de l'étoile $\gamma$ du Cygne, III, 812.

*Hartmann*. Mesure spectroscopique des vitesses de nébuleuses gazeuses, II, 131. — *Vogel*. Vitesse radiale de la nébuleuse d'Orion, II, 131. — *Lockyer*. Observations sur la Nova de Persée, II, 376. — *Bell*. Note sur la nébuleuse entourant la Nova Persei, II, 543. — *Seeliger*. *Id.*, II, 718. — *Hinks*. *Id.*, II, 718. — *Perrine*. *Id.*, 720. — *Scheiner* et *Wilsing*. Rapport des intensités des principales raies des spectres des nébuleuses, II, 719. — *Nichols* et *Hull*. Application de la pression de radiation à la théorie cométaire, III, 173.

## Histoire de la physique.

*Raveau*. Histoire des procédés de Foucault pour l'étude des miroirs et des objectifs, I, 115. Biographie de Cornu, I, 272 *bis*. — *Nichols*. Institut de physique Wilder, I, 515. Notice sur Rowland, I, 517. — *Estanave*. Nomenclature des thèses de physique pendant le XIXe siècle, II, 573. — *Glazebrook*. Coup d'œil sur l'optique depuis 1840, III, 75. — *Burgess*. Alfred Cornu, III, 178. — *Shearer*. Bibliographie de l'étude des basses températures, III, 179. — Catalogue international de littérature scientifique, III, 590.

---

TOURS

IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES
6, rue Gambetta, 6

# JOURNAL DE PHYSIQUE

## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART,
L. POINCARÉ, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE et G. SAGNAC,
adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

---

*QUATRIÈME SÉRIE.*

**TOME III. — DÉCEMBRE 1904.**

(*Clos le 15 Novembre.*)

---

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
119 *bis*, RUE NOTRE-DAME-DES-CHAMPS (6e).

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. **Lucien Poincaré**, 130, rue de Rennes, à Paris, 6e.

Tout ce qui concerne l'administration (demandes d'abonnements, réclamations, etc.) doit être adressé à M. **Sandoz**, rue Notre-Dame-des-Champs, 119 *bis*, à Paris, 6e.

*Le Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. Les volumes de la première série, 1872-1881, se vendent séparément 20 francs (sauf l'année 1873 épuisée). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément............ 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier

*Prix pour un an (12 numéros).*

| | |
|---|---|
| France.......................................... | 17 fr. |
| Étranger.......................................... | 18 fr. |

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Notre-Dame-des-Champs, 119 *bis*, 6°.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Lucien Poincaré, 130, rue de Rennes, Paris, 6°.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Notre-Dame-des-Champs, 119 *bis*.



---

**AVIS**

**Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.**

---

# TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

## NOVEMBRE 1904.



(Voir la suite à la page 2.)

